



Departamento de Métodos Matemáticos y de Representación

Escuela Técnica Superior de Ingenieros de Caminos, Canales y Puertos

Programa de doctorado en Ingeniería Civil

## **TESIS DOCTORAL**

Estudio en modelo físico de un meandro en el río Mero (A Coruña).  
Caracterización hidrodinámica de cauce y llanura para diferentes niveles  
de inundación

AUTORA: Inés Mera Rico

DIRECTORES: Enrique Peña González

Jose Anta Álvarez

A Coruña, octubre de 2013



## AGRADECIMIENTOS

Me gustaría mostrar mi gratitud a todas las personas y entidades que han hecho posible el desarrollo de este trabajo.

En primer lugar quiero dar las gracias a Quique Peña y Jose Anta, codirectores de esta tesis y de mi trabajo desde hace casi 7 años, por haberme dado esta oportunidad. También por su orientación y su ánimo en mis momentos de indecisión, y por adaptarse a mis tiempos y “mis cosas”, especialmente en la fase final del proceso.

Esta tesis doctoral se ha desarrollado en el marco del proyecto “*Caracterización de tensiones tangenciales y turbulencia en procesos de inundación en ríos con tramos meandriformes. Estudio en modelo físico y modelo numérico*”, financiado por el Ministerio de Ciencia e Innovación en la convocatoria de Proyectos de Investigación Fundamental no Orientada (CGL-2008-03319, Plan Nacional I+D+i 2008-2011). Una ayuda del Programa de Formación de Personal Investigador del mismo organismo (BES-2009-023274) me ha permitido realizar todas las actividades y estancias asociadas a este trabajo.

Me gustaría dar las gracias al resto de miembros del equipo del proyecto: Bruño y Luis desarrollaron la parte numérica y me ayudaron en muchos momentos con sus comentarios y consejos; el personal del CITEEC, que además de encargarse de los equipos y las instalaciones, sufrió mis ruidos durante toda la fase de ensayos; y, sobre todo, gracias a Javi, Antía, Jose y Fer por su ayuda en el laboratorio y su dedicación y paciencia en las interminables pruebas con el DOP.

Parte de mi trabajo doctoral fue realizado en las Universidades Nova de Lisboa y Técnica de Delft. Agradezco a Mário Franca y Wim Uijttewaal el entusiasmo con el que me acogieron en sus equipos y el tiempo e ideas que dedicaron a mi trabajo. Sus aportaciones han sido de mucha utilidad y enriquecen el contenido de esta tesis. Me gustaría también dar las gracias a las personas con las que tuve la suerte de compartir mis estancias en Portugal y Holanda, de las que guardo un recuerdo inmejorable. Helena, Mário: foi -e continúa a ser- um prazer. Obrigada.

Gracias a Xabier Domínguez por su eficiente ayuda con trámites y papeles, a los informáticos y fotógrafos improvisados y a los equipos de cenas entresemana, mochilitas, *travelling nerds* y otros sitios donde se está a gusto. Con muchísimo cariño agradezco a los compañeros del GEAMA, el CartoLab y ESF los momentos compartidos durante estos años, que hicieron mi día a día fácil y divertido. Esta etapa, que parece que se va cerrando, me va a recordar siempre a Bruño, Héctor, María, Marta y Nacho. Muchas gracias por todo a los cinco.

Me acuerdo ahora de los amigos y la familia que, sin saber nada de tesis ni de hidráulica, se han interesado por la turbulencia en meandros y han vivido la entrega de “episodios” como propia. Gracias también por mandarme callar de vez en cuando.

Detrás de este documento hay un esfuerzo personal, mío, muy grande. Me gustaría dedicárselo, o lo que sea que se hace con una tesis sobre hidrodinámica fluvial, al mayor ejemplo de trabajo, empeño y humildad que tuve y tendré en mi vida, que son mis padres.





## RESUMEN

Los procesos relacionados con el flujo en meandros tienen importantes implicaciones tanto en el medio físico como en los planos económico y social. Condicionan los usos del territorio, la disponibilidad de alimentos o la vulnerabilidad frente a inundaciones. Se trata, por lo tanto, de fenómenos complejos que pueden ser abordados desde diversos puntos de vista.

Esta tesis doctoral analiza la vertiente hidrodinámica del problema, particularizada para el caso de un tramo real del río Mero (Cambre, A Coruña). En él confluyen diversos factores que añaden condicionantes al complejo patrón de flujo en meandros compuestos. La curvatura en planta del canal principal, el ancho variable de las llanuras de inundación, la heterogeneidad en la distribución de rugosidades y las irregularidades del fondo del canal son parámetros morfológicos que influyen en el patrón hidrodinámico del meandro.

El objetivo general de este trabajo es caracterizar la dinámica del tramo de estudio en términos de velocidad, vorticidad y turbulencia para distintos escenarios de ensayo, incluyendo casos de flujo simple e inundación. En particular, se propone analizar la evolución de las corrientes secundarias y las tensiones a lo largo de la primera curva del meandro e identificar las direcciones más relevantes en lo que se refiere a velocidades medias y turbulencia.

Para alcanzar estos objetivos se ha realizado un estudio experimental en un modelo físico del meandro de análisis. Se han empleado técnicas de velocimetría acústica *doppler* para la caracterización hidrodinámica del tramo. Los resultados relativos a velocidades medias y vorticidad han servido como punto de partida para el desarrollo de dos líneas de investigación. En primer lugar, se han analizado los mecanismos de generación y disipación de corrientes secundarias, cuantificando los efectos de la geometría y la turbulencia para las distintas condiciones de flujo. En segundo lugar, se ha llevado a cabo un estudio direccional del patrón de turbulencia según diferentes sistemas de referencia relacionados con parámetros geométricos e hidrodinámicos.

Los resultados obtenidos muestran el alto grado de tridimensionalidad del flujo al aumentar la magnitud del radio de curvatura y/o la sumergencia. El análisis del patrón de vorticidad longitudinal ha permitido identificar las zonas de intercambio de masa entre el cauce y las llanuras de inundación, y su relación con fenómenos de fricción entre ambas capas. El estudio direccional de la turbulencia ha puesto de manifiesto la importancia de los procesos de corte y su reorientación en tramos fluviales con varias direcciones preferentes. Como complemento a este enfoque, se ha analizado la distribución espacial de la turbulencia con la técnica de los invariantes de Lumley, que no depende del sistema de referencia empleado.



## RESUMO

Os procesos relacionados co fluxo en meandros teñen importantes implicacións tanto no medio físico coma nos planos económico e social. Condicionan os usos do territorio, a dispoñibilidade de alimentos ou a vulnerabilidade fronte a inundacións. Trátase, polo tanto, de fenómenos complexos que poden ser abordados dende diversos puntos de vista.

Esta tese doutoral analiza a vertente hidrodinámica do problema, particularizada para o caso dun tramo real do río Mero (Cambre, A Coruña), no que conflúen diversos factores que engaden condicionantes ao complexo patrón de fluxo en meandros compostos. A curvatura en planta do canal principal, a anchura variable das chairas de inundación, a heteroxeneidade na distribución de rugosidades e as irregularidades do fondo do canal son parámetros morfolóxicos que inflúen no patrón hidrodinámico do meandro.

O obxectivo xeral deste traballo é caracterizar a dinámica do tramo en termos de velocidade, vorticidade e turbulencia para disintos escenarios de ensaio, incluíndo casos de fluxo simple e inundación. En particular, propónse analizar a evolución das correntes secundarias e as tensións ao longo da primeira curva do meandro e identificar as direccións máis relevantes no tocante a velocidades medias e turbulencia.

Para alcanzar eses obxectivos realizouse un estudo experimental nun modelo físico do meandro de análise. Empregáronse técnicas de velocimetría acústica *doppler* para a caracterización hidrodinámica do tramo. Os resultados relativos a velocidades medias e vorticidade serviron como punto de partida para o desenvolvemento de dúas liñas de investigación. En primeiro lugar analizáronse os mecanismos de xeración e disipación de correntes secundarias, cuantificando os efectos da xeometría e a turbulencia para as distintas condicións de fluxo. En segundo lugar, levouse a cabo un estudo direccional do patrón de turbulencia segundo diferentes sistemas de referencia relacionados con parámetros xeométricos e hidrodinámicos.

Os resultados obtidos amosan o alto grao de tridimensionalidade do fluxo ao aumentar a magnitude do radio de curvatura e/ou a sumerxencia. A análise do patrón de vorticidade lonxitudinal permitiu identificar as zonas de intercambio de masa entre o canal principal e as chairas de inundación, e a súa relación con fenómenos de fricción entre ambas capas. O estudo direccional da turbulencia puxo de manifesto a importancia dos procesos de corte e a súa reorientación en tramos fluviais con varias direccións preferentes. Como complemento a este enfoque, analizouse a distribución espacial da turbulencia coa técnica dos invariantes de Lumley, que non depende do sistema de referencia empregado.



## **ABSTRACT**

The implications of processes related to water flowing in meanders are of major importance not only in the physical environment, but also regarding economic and social matters. They condition land uses, food availability or protection against flooding. They are, hence, complex phenomena that can be approached from various points of view.

This PhD Thesis analyzes the hydrodynamic aspect of the problem, focused on the case of a real reach in River Mero (Cambre, A Coruña). It encompasses various factors that add restraints to the complex flow pattern of compound meanders. The curvature of the main channel, the variable width of the floodplains, an heterogeneous roughness distribution or irregularities in the meander bed are morphological parameters influencing the hydrodynamic pattern.

The general objective of this work is to characterize the dynamics of this river reach in terms of velocity, vorticity and turbulence for several scenarios, including bankfull flow and flooding conditions. In particular, it aims to analyze the evolution of the secondary currents and stresses along the first bend of the meander and to identify the most relevant directions regarding average velocities and turbulence.

An experimental study was carried out in a physical model of the river Mero compound meander to achieve these objectives. Acoustic doppler velocimetry techniques were used to characterize the hydrodynamics of the reach. Results related to mean velocities and vorticity were the basis for the development of two research lines. The mechanisms underlying the generation and dissipation of secondary currents have been analyzed: the effects of channel geometry and turbulence have been quantified for several flow conditions. In addition, a directional study of the turbulence pattern has been carried out, using reference systems related to geometric and hydrodynamic parameters.

The results show the high degree of tridimensionality of the flow as curvature radius and/or submergence increases. The analysis of the vorticity pattern has allowed the identification of areas where mass transfer between the main channel and the floodplains takes place, and the friction processes related to it. The directional study of turbulence has pointed out the importance of shear processes and their reorientation in fluvial reaches with various characteristic directions. The technique of invariants proposed by Lumley, which is irrespective of the reference system, was used to analyze the spatial distribution of turbulence as a complement to the directional approach.



## ÍNDICE GENERAL DEL DOCUMENTO

|  |            |
|--|------------|
| <b>ÍNDICE DE FIGURAS.....</b>  | <b>iii</b> |
| <b>ÍNDICE DE TABLAS.....</b>   | <b>ix</b>  |
| <b>CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN, RESUMEN Y CONCLUSIONES.....</b>   | <b>1</b>   |
| 1.1. Introducción y objetivos.....   | 3          |
| 1.2. Resumen.....  | 4          |
| 1.3. Resultados y conclusiones.....  | 7          |
| 1.4. Aportaciones y líneas de investigación futuras.....   | 12         |
| 1.5. Bibliografía.....   | 15         |
| <b>CAPÍTULO 2. ESTADO DEL CONOCIMIENTO.....</b>  | <b>17</b>  |
| 2.1. Ecuaciones fundamentales.....   | 19         |
| 2.1.1. Estructura vertical del flujo   |            |
| 2.1.2. Patrón de circulación transversal   |            |
| 2.1.3. Anisotropía de la turbulencia en canales abiertos   |            |
| 2.2. Flujo en canales simples.....   | 25         |
| 2.2.1. Canales simples rectos  |            |
| 2.2.2. Canales simples meandriformes   |            |
| 2.3. Flujo en canales compuestos.....  | 29         |
| 2.3.1. Canales compuestos rectos   |            |
| 2.3.2. Canales compuestos meandriformes  |            |
| 2.4. Bibliografía.....   | 40         |
| <b>CAPÍTULO 3. METODOLOGÍA EXPERIMENTAL.....</b>   | <b>45</b>  |
| 3.1. Introducción .....  | 47         |
| 3.2. Instalaciones y modelo físico.....  | 48         |
| 3.3. Velocimetría acústica <i>doppler</i> .....  | 50         |
| 3.3.1. Principios de funcionamiento  |            |
| 3.3.2. Fuentes de error en la determinación de velocidades con velocímetros acústicos <i>doppler</i> |            |
| 3.3.3. Filtrado de series de velocidades   |            |
| 3.4. Instrumentación de posicionamiento y medida.....  | 59         |
| 3.4.1. Posicionamiento en planta   |            |
| 3.4.2. Registro de velocidades. Selección de la instrumentación óptima                               |            |
| 3.4.3. Instrumentación auxiliar  |            |
| 3.5. Campaña experimental.....   | 64         |
| 3.5.1. Zonas de análisis   |            |
| 3.5.2. Escenarios de ensayo  |            |
| 3.5.3. Determinación del tiempo de medida  |            |
| 3.5.4. Metodología de procesado de las series instantáneas de velocidades                            |            |
| 3.6. Bibliografía.....   | 69         |

|  |            |
|--|------------|
| <b>CAPÍTULO 4. DESCRIPCIÓN GENERAL DEL FLUJO.....</b>  | <b>73</b>  |
| <b>4.1. Introducción.....</b>  | <b>75</b>  |
| <b>4.2. Descripción de los patrones horizontales del flujo.....</b>  | <b>76</b>  |
| 4.2.1. Velocidad horizontal media  |            |
| 4.2.2. Velocidad horizontal promediada por capas   |            |
| <b>4.3. Descripción de los patrones transversales del flujo.....</b>   | <b>89</b>  |
| 4.3.1. Patrones transversales de velocidad   |            |
| 4.3.2. Patrones transversales de corrientes secundarias  |            |
| 4.3.3. Patrones transversales de vorticidad  |            |
| <b>4.4. Conclusiones.....</b>  | <b>97</b>  |
| <b>4.5. Bibliografía.....</b>  | <b>98</b>  |
| <br><b>CAPÍTULO 5. GENERACIÓN DE CORRIENTES SECUNDARIAS EN UN MEANDRO</b>  |            |
| <b>COMPUESTO.....</b>  | <b>99</b>  |
| <b>5.1. Introducción.....</b>  | <b>101</b> |
| <b>5.2. Influencia de la geometría en planta en la generación de corrientes secundarias en un meandro compuesto.....</b> | <b>105</b> |
| 5.2.1. Análisis de las variables que intervienen en los términos de estudio  |            |
| 5.2.2. Cálculo de los términos de geometría de la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal                   |            |
| <b>5.3. Influencia de la turbulencia en la generación de corrientes secundarias en un meandro compuesto.....</b>         | <b>117</b> |
| 5.3.1. Análisis de las variables que intervienen en los términos de estudio  |            |
| 5.3.2. Cálculo de los términos de turbulencia de la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal                 |            |
| <b>5.4. Origen de las corrientes secundarias para distintas posiciones y condiciones de sumergencia.....</b>             | <b>123</b> |
| <b>5.5. Conclusiones.....</b>  | <b>131</b> |
| <b>5.6. Bibliografía.....</b>  | <b>132</b> |
| <br><b>CAPÍTULO 6. ANÁLISIS DIRECCIONAL DE LA TURBULENCIA EN UN MEANDRO</b>  |            |
| <b>COMPUESTO.....</b>  | <b>133</b> |
| <b>6.1. Introducción.....</b>  | <b>135</b> |
| 6.1.1. Fenómenos físicos asociados a las tensiones tangenciales en canales abiertos                                      |            |
| 6.1.2. Definición de los planos de tensión máxima  |            |
| <b>6.2. Rotación del sistema de referencia para el análisis de parámetros turbulentos.....</b>                           | <b>142</b> |
| 6.2.1. Patrón de turbulencia según los ejes curvilíneos locales ( $\vec{s}, \vec{n}, \vec{z}$ )                          |            |
| 6.2.2. Patrón de turbulencia según los ejes de flujo horizontal medio ( $\vec{v}_h, \vec{v}_p, \vec{v}_z$ )              |            |
| 6.2.3. Patrón de turbulencia según los ejes de tensiones tangenciales máximas ( $\vec{n}_1, \vec{n}_3, \vec{v}_{II}$ )   |            |
| 6.2.4. Comparación de los patrones de turbulencia en los distintos sistemas de coordenadas                               |            |
| <b>6.3. Análisis de la anisotropía de la turbulencia.....</b>  | <b>162</b> |
| 6.3.1. Invariantes turbulentos para las secciones y escenarios de ensayo   |            |
| 6.3.2. Identificación de estructuras anisotrópicas particulares. Análisis de cuadrantes                                  |            |
| <b>6.4. Conclusiones.....</b>  | <b>171</b> |
| <b>6.5. Bibliografía.....</b>  | <b>172</b> |



## ÍNDICE DE FIGURAS

|   |    |
|---|----|
| Figura 1.1. Localización del meandro de estudio (río Mero) en la Península Ibérica (a) y el área metropolitana de A Coruña (b). Geometría en planta del tramo, con el cauce señalado en azul y las motas en negro (c) y fotografía de la primera curva (d) tomada desde el punto V señalado en la Figura 1.1. (c)                         | 3  |
| Figura 1.2. Modelo físico a escala 1:20 del meandro compuesto del río Mero (CITEEC, 2006)   | 5  |
| Figura 1.3. Montaje experimental de los equipos de velocimetría acústica: DOP2000 (a) y Vectrino (b). Malla de medida asociada a cada uno de ellos (c)  | 7  |
| Figura 1.4. Triángulo de Lumley. Adaptado de <i>Lumley &amp; Newman (1977)</i>  | 8  |
| Figura 1.5. Velocidad horizontal media en las capas inferior ( $z > 120$ mm) y superior ( $z > 120$ mm) en la primera curva del meandro para $Q=35$ L/s (a) y $Q=60$ L/s (b). Resultados obtenidos con el DOP2000   | 9  |
| Figura 1.6. Corrientes secundarias en todas las secciones y escenarios de ensayo  | 9  |
| Figura 1.7. Ratio $\left  \frac{A5}{A3} \right $ entre los términos de turbulencia y curvatura en la generación de vorticidad longitudinal en las Secciones 2 y 3 para $Q=8$ L/s, $Q=35$ L/s y $Q=60$ L/s   | 10 |
| Figura 1.8. Factor de anisotropía transversal $\frac{(v_n'^2 - v_z'^2)}{u'^2}$ para las distintas secciones y escenarios de ensayo  | 11 |
| Figura 1.9. Orientación (a) y magnitud (b) de las tensiones tangenciales según los sistemas de referencia curvilíneo ( $\tau_{sz}, \tau_{nz}, \tau_{sn}$ ), de flujo horizontal medio ( $\tau_{vhz}, \alpha_{vhs}$ ) y de tensiones tangenciales máximas ( $\tau_m, \alpha_{\tau ms}$ ) para el punto central de la Sección 3, $Q=35$ L/s | 12 |
| Figura 1.10. Invariantes de anisotropía en la Sección 2 y $Q=35$ L/s representados por cotas (a) y evolución transversal para $z=180$ mm (b)  | 13 |
| Figura 1.11. Análisis de cuadrantes de puntos con turbulencia “cigar” y “pancake” según el sistema de referencia definido por el flujo horizontal medio $v_h$   | 13 |
| Figura 2.1. Localización y orientación de los ejes curvilíneos (s,n,z) para una sección genérica  | 23 |
| Figura 2.2. Localización y orientación de los ejes curvilíneos (s,n,z) para una sección genérica  | 25 |
| Figura 2.3. Distribución ideal de las corrientes secundarias y tensiones tangenciales sobre las paredes en un canal recto estrecho ( $B/H = 2$ con flujo uniforme. ( <i>Anta, 2009</i> , adaptado de <i>Detert, 2008</i> )  | 26 |
| Figura 2.4. Esquema de flujo y patrones de corrientes secundarias y dunas en un río ancho ( <i>Nezu, 2005</i> )   | 27 |
| Figura 2.5. Contornos de velocidad vertical $v_z$ (a) y tensión de Reynolds $\tau_{xz}$ (longitudinal-vertical) en un canal recto ancho ( $B/H=15$ ) ( <i>Albayrak y Lemmin, 2011</i> )   | 27 |
| Figura 2.6. Esquema del flujo longitudinal y transversal en un canal curvo ( <i>Blanckaert, 2002</i> )  | 28 |
| Figura 2.7. Mecanismos hidrodinámicos principales en canales compuestos ( <i>Knight y Shiono, 1996</i> )  | 30 |
| Figura 2.8. Variaciones en la estructura de las corrientes secundarias con la sumergencia en un canal recto ( <i>McGahey, 2006</i> )  | 30 |
| Figura 2.9. Esquema del flujo en canales compuestos con llanuras de inundación convergentes (a) y divergentes (b) ( <i>Bousmar, 2002</i> )  | 31 |
| Figura 2.10. Contornos de velocidad longitudinal para una sección rectangular de un canal compuesto recto con llanuras lisas ( <i>Nezu, 1996</i> )  | 32 |

|   |    |
|---|----|
| Figura 2.11. Contornos de velocidad longitudinal para una sección rectangular de un canal compuesto recto con llanuras lisas (Nezu, 1996)   | 32 |
| Figura 2.12. Tensiones tangenciales en la mitad de una sección trapezoidal simétrica de un canal compuesto recto. Esquema de la sección (a) y valores de $\tau_{xy}$ (longitudinal-transversal) a diferentes cotas (Knight y Shiono, 1990)  | 33 |
| Figura 2.13. Tensiones tangenciales en la mitad de una sección trapezoidal simétrica de un canal compuesto recto. Perfiles verticales de tensión tangencial $\tau_{xz}$ (longitudinal-vertical) en varios puntos de la llanura derecha (a), pared lateral (b) y cauce principal (c) (Knight y Shiono, 1990) | 33 |
| Figura 2.14. Intensidades turbulentas longitudinal (a), transversal (b) y vertical (z) y energía cinética turbulenta (d) para una sección rectangular simétrica de un canal compuesto recto. Tominaga y Nezu (1991)   | 34 |
| Figura 2.15. Mecanismos hidrodinámicos principales en canales compuestos de geometría curva (Sellin et al. 1993)  | 35 |
| Figura 2.16. Esquema del modelo y secciones de medida (Shiono y Muto, 1998)   | 36 |
| Figura 2.17. Velocidad promediada en las capas inferior y superior de un canal compuesto meandriforme de sección rectangular y sinuosidad $s=1.37$ para sumergencias $D_r=0.15$ (a) y $D_r=0.5$ (b) (Shiono y Muto, 1998)   | 37 |
| Figura 2.18. Vorticidad longitudinal adimensionalizada $\Omega_s \cdot \frac{h}{U_m}$ en las Secciones 1, 7 y 13 de un canal compuesto meandriforme de sección rectangular y sinuosidad $s=1.37$ (ver Figura 2.16) para sumergencias $D_r=0$ (a) y $D_r=0.5$ (b) (Shiono y Muto, 1998)                      | 37 |
| Figura 2.19. Contribuciones principales a la generación de turbulencia en la zona de cruce de un meandro compuesto (Shiono y Muto, 1998)  | 38 |
| Figura 3.1. Localización de la zona de estudio  | 47 |
| Figura 3.2. Vista aérea de la zona de estudio con el meandro sombreado (a, fuente: maps.google.com) y fotografía del entorno de la primera curva del meandro (b)  | 48 |
| Figura 3.3. Vista del modelo físico tras finalización su construcción (a). Planta general (b), donde se indican los ejes globales (x,y) y las direcciones de entrada y salida del flujo (flechas azules)  | 49 |
| Figura 3.4. Replanteo de cotas mediante el uso de una estación total láser (a) y acabado de superficie y taludes (b) (UDC y UPC, 2004)  | 50 |
| Figura 3.5. Dispositivos de tranquilización del flujo a la entrada del modelo físico (a) y condición de contorno de salida (b)  | 50 |
| Figura 3.6. Forma teórica del espectro de densidad de energía (E) en función de la frecuencia (f) (Adaptado de Chassaing, 2000)   | 51 |
| Figura 3.7. Esquema de la configuración geométrica del Vectrino (a, Nortek, 2004) y montaje para la campaña experimental (b)  | 52 |
| Figura 3.8. Esquemas de la configuración de un perfilador acústico de velocidades: un emisor y un receptor (a), un emisor y tres receptores (b) (Signal Processing®, 2012) y montaje del DOP2000 para la campaña experimental (c)   | 53 |
| Figura 3.9. Sistema de posicionamiento en planta. Ejes de guiado señalados en rojo  | 60 |
| Figura 3.10. Detalle del montaje en el laboratorio del Vectrino (a) y del dispositivo de medida en la franja superior del flujo (b)   | 61 |
| Figura 3.11. Distintas vistas del montaje en el laboratorio del DOP2000   | 61 |

|   |       |
|---|-------|
| Figura 3.12. Comparación de las velocidades horizontales medias registradas con DOP (rojo) y Vectrino (negro) para Q=8 L/s en las secciones central (a) y posterior (b) a la primera curva del meandro. Perfiles verticales de velocidad longitudinal (c) y TKE (d) en la posición P para Q=35 L/s  | 62    |
| Figura 3.13. Ejemplo de espectro de densidad de energía de los registros de velocidad del Vectrino (a) y el DOP2000 (b) en un punto de la vertical P situado a 0.12 m del fondo para Q=35 L/s   | 63    |
| Figura 3.14. Localización y características de las secciones de medida con el Vectrino  | 64    |
| Figura 3.15. Red de medida de puntos para el DOP2000  | 65    |
| Figura 3.16. Red de puntos de medida con el Vectrino para todas las secciones y escenarios de ensayo  | 66    |
| Figura 3.17. Error cometido en la determinación de la velocidad total ( $v_t$ ) y la energía cinética turbulenta (TKE) en el punto P (ver Figura 3.12), $z=0.13$ m para diferentes caudales de ensayo   | 67    |
| Figura 3.18. Tiempo integral medio en las direcciones longitudinal (a) y transversal (b) en el punto P (ver Figura 3.12), $z=0.13$ m para Q=60 L/s y diferentes longitudes de muestra   | 68    |
| Figura 4.1. Principales fenómenos y zonas de interés identificados a priori en el modelo  | 77    |
| Figura 4.2. Velocidades horizontales registradas con el DOP2000 (rojo, promediadas en vertical) y el Vectrino (negro, perfil completo) para Q=8 L/s (a), Q=35 L/s (b) y Q=60 L/s (c)  | 79-81 |
| Figura 4.3. Velocidades horizontales medias en las capas inferior ( $z \leq 120$ mm) y superior ( $z > 120$ mm) del flujo para Q=35 L/s (a) y Q=60 L/s (b)  | 83-84 |
| Figura 4.4. Comparación de las velocidades horizontales medias en las capas inferior (a) y superior (b) del flujo para Q=8 L/s, Q=35 L/s y Q=60 L/s   | 86-87 |
| Figura 4.5. Esquemas hidrodinámicos horizontales y transversales para inundaciones de (a) baja y (b) alta sumergencia   | 88    |
| Figura 4.6. Localización y orientación de los ejes locales (s,n,z) para una sección genérica  | 89    |
| Figura 4.7. Velocidad total en las tres secciones de estudio para Q=8 L/s, Q=35 L/s y Q=60 L/s  | 90    |
| Figura 4.8. Velocidad longitudinal en las tres secciones de estudio para Q=8 L/s, Q=35 L/s y Q=60 L/s   | 90    |
| Figura 4.9. Perfiles verticales de velocidad longitudinal medidos y teóricos en el punto S01C05 para todos los escenarios de ensayo   | 93    |
| Figura 4.10. Perfiles verticales de velocidad longitudinal medidos y teóricos en el punto S03C05 para todos los escenarios de ensayo  | 93    |
| Figura 4.11. Comparación de las velocidades longitudinal y transversal en las tres secciones de estudio para Q=60 L/s   | 94    |
| Figura 4.12. Corrientes secundarias en todas las secciones y escenarios de ensayo   | 95    |
| Figura 4.13. Vorticidad longitudinal adimensional en todas las secciones y escenarios de ensayo   | 96    |
| Figura 5.1. Corrientes secundarias adimensionales en todas las secciones y escenarios de ensayo   | 102   |
| Figura 5.2. Velocidad longitudinal ( $v_s$ ), $\frac{\partial v_s^2}{\partial z}$ , vorticidad longitudinal ( $\Omega_s$ ) y velocidad transversal ( $v_n$ ) para Q=8 L/s en las Secciones 2 (a) y 3 (b). En el mapa de $v_s$ se señalan las posiciones S02C05, S02C06, S03C05 Y S03C06, cuyo perfil de velocidades se analiza en la Figura 5.3 | 107   |

- Figura 5.3. Perfiles verticales de velocidad longitudinal para los puntos centrales (C05 y C06) de las Secciones 1 (S01), 2 (S02) y 3 (S03) en el ensayo de flujo simple ( $Q=8$  L/s). Comparación con el perfil logarítmico teórico para tramo recto 108
- Figura 5.4. Velocidad longitudinal ( $v_s$ ),  $\frac{\partial \overline{v_s^2}}{\partial z}$ , vorticidad longitudinal ( $\Omega_s$ ) y velocidad transversal ( $v_n$ ) para  $Q=35$  L/s en las Secciones 2 (a) y 3 (b). En el mapa de  $v_s$  se señalan las posiciones S02C05, S02C06, S03C05 y S03C06, cuyo perfil de velocidades se analiza en la Figura 5.6 109
- Figura 5.5. Velocidad longitudinal ( $v_s$ ),  $\frac{\partial \overline{v_s^2}}{\partial z}$ , vorticidad longitudinal ( $\Omega_s$ ) y velocidad transversal ( $v_n$ ) para  $Q=60$  L/s en las Secciones 2 (a) y 3 (b). En el mapa de  $v_s$  se señalan las posiciones S02C05, S02C06, S03C05 y S03C06, cuyo perfil de velocidades se analiza en la **¡Error! No se encuentra el origen de la referencia.** 110
- Figura 5.6. Perfiles verticales de velocidad longitudinal para los puntos centrales (C05 y C06) de las Secciones 1 (S01), 2 (S02) y 3 (S03) en el ensayo de baja sumergencia ( $Q=35$  L/s). Comparación con el perfil logarítmico teórico para tramo recto 112
- Figura 5.7. Perfiles verticales de velocidad longitudinal para los puntos centrales (C05 y C06) de las Secciones 1 (S01), 2 (S02) y 3 (S03) en el ensayo de alta sumergencia ( $Q=60$  L/s). Comparación con el perfil logarítmico teórico para tramo recto 112
- Figura 5.8. Subtérminos A31 y A32 de la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal adimensionalizados, y relación entre ambos para  $Q=8$  L/s en las Secciones 2 (a) y 3 (b) 114
- Figura 5.9. Subtérminos A31 y A32 de la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal adimensionalizados, y relación entre ambos para  $Q=35$  L/s en las Secciones 2 (a) y 3 (b) 115
- Figura 5.10. Subtérminos A31 y A32 de la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal adimensionalizados, y relación entre ambos para  $Q=60$  L/s en las Secciones 2 (a) y 3 (b) 116
- Figura 5.11. Factor de anisotropía transversal  $\frac{(v_n'^2 - v_z'^2)}{u'^2}$  para las distintas secciones y escenarios de ensayo 118
- Figura 5.12. Factor de anisotropía transversal  $\left( \frac{v_n'^2 - v_z'^2}{u'^2} \right)$  en un canal estrecho a  $60^\circ$  del inicio de la curva (Blanckaert y de Vriend, 2004) 119
- Figura 5.13. Tensión de Reynolds  $\tau_{nz}/(\rho u'^2)$  en las tres secciones de estudio para  $Q=8$  L/s,  $Q=35$  L/s y  $Q=60$  L/s 120
- Figura 5.14. Tensión de Reynolds  $\tau_{nz}/(\rho u'^2)$  en un canal estrecho a  $60^\circ$  del inicio de la curva (Blanckaert y de Vriend, 2004) 120
- Figura 5.15. Subtérmino de anisotropía de la turbulencia (A51) en las tres secciones de estudio para  $Q=8$  L/s,  $Q=35$  L/s y  $Q=60$  L/s 121
- Figura 5.16. Subtérmino de tensiones tangenciales transversales (A52) en las tres secciones de estudio para  $Q=8$  L/s,  $Q=35$  L/s y  $Q=60$  L/s 122
- Figura 5.17. Ratio entre los subtérminos de turbulencia de la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal  $\left| \frac{A51}{A52} \right|$  en las tres secciones de estudio para  $Q=8$  L/s,  $Q=35$  L/s y  $Q=60$  L/s 122
- Figura 5.18. Término de curvatura (A3) y los subtérminos de anisotropía de la turbulencia (A51) y tensiones tangenciales transversales (A52) de la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal para  $Q=8$  L/s en las Secciones 1 (a), 2 (b) y 3 (c). Se han rellenado con trazos las zonas en las que el factor se opone a la vorticidad existente 124
- Figura 5.19. Término de curvatura (A3) y los subtérminos de anisotropía de la turbulencia (A51) y tensiones tangenciales transversales (A52) de la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal para  $Q=35$  L/s en las Secciones 1 (a), 2 (b) y 3 (c). Se han rellenado con trazos las zonas en las que el factor se opone a la vorticidad existente 126

|  |     |
|--|-----|
| Figura 5.20. Término de curvatura ( $A_3$ ) y los subterminos de anisotropía de la turbulencia ( $A_{51}$ ) y tensiones tangenciales transversales ( $A_{52}$ ) de la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal para $Q=60$ L/s en las Secciones 1 (a), 2 (b) y 3 (c). Se han rellenado con trazos las zonas en las que el factor se opone a la vorticidad existente  | 127 |
| Figura 5.21. Comparación de los términos de fuerza centrífuga ( $A_{31}$ ) y los subterminos de anisotropía de la turbulencia ( $A_{51}$ ) y tensiones tangenciales transversales ( $A_{52}$ ) de la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal en el modelo del Mero con los calculados por Blanckaert y de Vriend (2004). En todas las gráficas las zonas rellenadas con trazos se oponen a la vorticidad calculada, mientras que en los resultados de aquellos autores, las sombreadas en gris la refuerzan | 128 |
| Figura 5.22. Ratio entre los términos de turbulencia ( $A_5$ ) y geometría ( $A_3$ ) de la ecuación de transporte de vorticidad longitudinal $\left  \frac{A_5}{A_3} \right $ en las tres secciones de estudio para $Q=8$ L/s, $Q=35$ L/s y $Q=60$ L/s   | 130 |
| Figura 6.1. Mecanismos hidrodinámicos principales en canales compuestos (a, <i>Knight y Shiono, 1996</i> ) y de geometría curva (b, <i>Sellin et al., 1993</i> )   | 135 |
| Figura 6.2. Vorticidad generada por la fricción de fondo ( $\Omega_n$ ) (a) y con las paredes laterales del canal ( $\Omega_z$ ) (b)   | 137 |
| Figura 6.3. Remolinos generados por la curvatura del canal: vorticidad longitudinal $\Omega_s$ (a) y vertical $\Omega_z$ (b)   | 137 |
| Figura 6.4. Vorticidad vertical $\Omega_z$ generada por la interacción vertical entre el cauce y las llanuras de inundación  | 138 |
| Figura 6.5. Remolinos generados por la interacción horizontal entre las masas superior e inferior del flujo. Casos de cauce y llanuras de inundación paralelos (a) y divergentes (b)   | 138 |
| Figura 6.6. Orientación tridimensional de la tensión tangencial máxima absoluta ( $T_1$ , a) y de su correspondiente simétrica en el plano I-III (b). Adaptado de <i>París (1996)</i>  | 141 |
| Figura 6.7. Sistema de referencia curvilíneo   | 142 |
| Figura 6.8. Sistema de referencia definido a partir del flujo medio  | 143 |
| Figura 6.9. Tensión de Reynolds $\tau_{sz}/(\rho u^{*2})$ en las tres secciones de estudio para $Q=8$ L/s, $Q=35$ L/s y $Q=60$ L/s   | 144 |
| Figura 6.10. Tensión de Reynolds $\tau_{nz}/(\rho u^{*2})$ en las tres secciones de estudio para $Q=8$ L/s, $Q=35$ L/s y $Q=60$ L/s  | 145 |
| Figura 6.11. Tensiones de Reynolds $\tau/(\rho u^{*2})$ según el sistema de coordenadas curvilíneo en las Secciones 1 y 3 para $Q=60$ L/s  | 146 |
| Figura 6.12. Energía cinética turbulenta $k/(u^{*2})$ en las tres secciones de estudio para $Q=8$ L/s, $Q=35$ L/s y $Q=60$ L/s   | 146 |
| Figura 6.13. Intensidad turbulenta $v'_s/u^*$ en las tres secciones de estudio para $Q=8$ L/s, $Q=35$ L/s y $Q=60$ L/s   | 147 |
| Figura 6.14. Intensidad turbulenta $v'_n/u^*$ en las tres secciones de estudio para $Q=8$ L/s, $Q=35$ L/s y $Q=60$ L/s   | 148 |
| Figura 6.15. Intensidad turbulenta $v'_z/u^*$ en las tres secciones de estudio para $Q=8$ L/s, $Q=35$ L/s y $Q=60$ L/s   | 148 |
| Figura 6.16. Ángulo $\alpha_{v_t z}$ de $v_t$ con el eje z en las tres secciones de estudio para $Q=8$ L/s, $Q=35$ L/s y $Q=60$ L/s  | 150 |
| Figura 6.17. Tensión de Reynolds $\tau_{v_{hz}}/(\rho u^{*2})$ en las tres secciones de estudio para $Q=8$ L/s, $Q=35$ L/s y $Q=60$ L/s  | 151 |
| Figura 6.18. Intensidad turbulenta $v'_{v_h}/u^*$ en las tres secciones de estudio para $Q=8$ L/s, $Q=35$ L/s y $Q=60$ L/s   | 151 |
| Figura 6.19. Intensidad turbulenta $v'_{v_p}/u^*$ en las tres secciones de estudio para $Q=8$ L/s, $Q=35$ L/s y $Q=60$ L/s   | 152 |

|  |     |
|--|-----|
| Figura 6.20. Ángulo $\alpha_{n_1 z}$ de $\vec{n}_1$ (normal al plano de tensión tangencial máxima) con el eje z en las tres secciones de estudio para Q=8 L/s, Q=35 L/s y Q=60 L/s   | 153 |
| Figura 6.21. Tensión de Reynolds máxima $\tau_m/(\rho u^{*2})$ en las tres secciones de estudio para Q=8 L/s, Q=35 L/s y Q=60 L/s  | 154 |
| Figura 6.22. Intensidades turbulentas $v'_{n_1}/u^*$ y $v'_{n_3}/u^*$ en las tres secciones de estudio para Q=8 L/s, Q=35 L/s y Q=60 L/s   | 155 |
| Figura 6.23. Intensidad turbulenta $v'_{v_{II}}/u^*$ en las tres secciones de estudio para Q=8 L/s, Q=35 L/s y Q=60 L/s  | 155 |
| Figura 6.24. Magnitud (a) y orientación (b) de las tensiones tangenciales según los sistemas de referencia curvilíneo ( $\tau_{sz}$ , $\tau_{nz}$ , $\tau_{sn}$ ), de flujo horizontal medio ( $\tau_{v_{hz}}$ , $\alpha_{v_{hs}}$ ) y de tensiones tangenciales máximas ( $\tau_m$ , $\alpha_{\tau_{ms}}$ ) para el punto central de la Sección 1 con caudales de 8, 35 y 60 L/s  | 157 |
| Figura 6.25. Magnitud (a) y orientación (b) de las tensiones tangenciales según los sistemas de referencia curvilíneo ( $\tau_{sz}$ , $\tau_{nz}$ , $\tau_{sn}$ ), de flujo horizontal medio ( $\tau_{v_{hz}}$ , $\alpha_{v_{hs}}$ ) y de tensiones tangenciales máximas ( $\tau_m$ , $\alpha_{\tau_{ms}}$ ) para el punto central de la Sección 2 con caudales de 8, 35 y 60 L/s. Nótese que para Q=35 L/s en la columna (b) la escala angular es [-205 5]°   | 158 |
| Figura 6.26. Magnitud (a) y orientación (b) de las tensiones tangenciales según los sistemas de referencia curvilíneo ( $\tau_{sz}$ , $\tau_{nz}$ , $\tau_{sn}$ ), de flujo horizontal medio ( $\tau_{v_{hz}}$ , $\alpha_{v_{hs}}$ ) y de tensiones tangenciales máximas ( $\tau_m$ , $\alpha_{\tau_{ms}}$ ) para el punto central de la Sección 3 con caudales de 8, 35 y 60 L/s. Nótese que para Q=35 L/s y Q=60 L/s en la columna (b) las escalas angulares son [-85 125]° y [-255 -45]°, respectivamente | 159 |
| Figura 6.27. Desfase angular entre la velocidad horizontal y la normal al plano de tensión máxima ( $\gamma =  \alpha_{v_h} - \alpha_{\tau_m} $ ) para las distintas secciones y escenarios de ensayo  | 161 |
| Figura 6.28. Triángulo de Lumley. Adaptado de Lumley & Newman (1977)   | 163 |
| Figura 6.29. Mapas de invariantes de anisotropía para todas las secciones y escenarios de ensayo según su posición en la dirección n: cauce (rojo) y llanura (verde y azul)  | 164 |
| Figura 6.30. Mapas de invariantes de anisotropía para todas las secciones y escenarios de ensayo según su posición en la dirección z   | 165 |
| Figura 6.31. Evolución transversal (a y b) y vertical (c) de los invariantes de anisotropía en la Sección 2 para Q=35 L/s  | 167 |
| Figura 6.32. Puntos seleccionados para el análisis de cuadrantes: posición en planta (a) y valor de sus invariantes de anisotropía (b)   | 168 |
| Figura 6.33. Análisis de cuadrantes según los sistemas de referencia curvilíneo, de flujo horizontal medio, tensiones principales y tensiones tangenciales máximas en el punto C (estructura <i>cigar</i> ), para Q=35 L/s y z=150 mm  | 169 |
| Figura 6.34. Análisis de cuadrantes según los sistemas de referencia curvilíneo, de flujo horizontal medio, tensiones principales y tensiones tangenciales máximas en el punto P (estructura <i>pancake</i> ), para Q=35 L/s y z=180 mm  | 170 |

## ÍNDICE DE TABLAS

|   |     |
|---|-----|
| Tabla 1.1. Parámetros característicos de los escenarios de ensayo: Caudal ( $Q$ ), velocidad media ( $v_m$ ), calado en el cauce ( $h_c$ ), en la llanura ( $h_l$ ) y equivalente ( $h_e$ , ponderación de $h_c$ y $h_l$ según sus áreas), radio hidráulico ( $R_h$ ), sumergencia ( $D_r$ ), número de Reynolds ( $Re$ ) y de Froude ( $Fr$ ) y velocidad crítica ( $u^*$ )  | 6   |
| Tabla 3.1. Rugosidades teóricas del prototipo y el modelo y valores y materiales seleccionados  | 49  |
| Tabla 3.2. Parámetros característicos de los escenarios de ensayo: Caudal ( $Q$ ), velocidad media ( $v_m$ ), calado en el cauce ( $h_c$ ), en la llanura ( $h_l$ ) y equivalente ( $h_e$ , ponderación de $h_c$ y $h_l$ según sus áreas), radio hidráulico ( $R_h$ ), sumergencia ( $D_r$ ), número de Reynolds ( $Re$ ) y de Froude ( $Fr$ ) y velocidad crítica ( $u^*$ )  | 66  |
| Tabla 4.1. Parámetros característicos de los escenarios de ensayo: Caudal ( $Q$ ), velocidad media ( $v_m$ ), calado en el cauce ( $h_c$ ), en la llanura ( $h_l$ ) y equivalente ( $h_e$ , ponderación de $h_c$ y $h_l$ según sus áreas), radio hidráulico ( $R_h$ ), sumergencia ( $D_r$ ), número de Reynolds ( $Re$ ) y de Froude ( $Fr$ ) y velocidad crítica ( $u^*$ )  | 75  |
| Tabla 5.1. Parámetros característicos de los escenarios de ensayo Parámetros característicos de los escenarios de ensayo: Caudal ( $Q$ ), velocidad media ( $v_m$ ), calado en el cauce ( $h_c$ ), en la llanura ( $h_l$ ) y equivalente ( $h_e$ , ponderación de $h_c$ y $h_l$ según sus áreas), radio hidráulico ( $R_h$ ), sumergencia ( $D_r$ ), número de Reynolds ( $Re$ ) y de Froude ( $Fr$ ) y velocidad crítica ( $u^*$ ) | 101 |
| Tabla 6.1. Coordenadas de los vectores normales a los planos de tensión tangencial mínima, referidas al sistema formado por los ejes principales $\{\vec{v}_I, \vec{v}_{II}, \vec{v}_{III}\}$   | 140 |
| Tabla 6.2. Coordenadas de los vectores normales a los planos de tensión tangencial máxima absoluta y relativa, referidas al sistema formado por los ejes principales $\{v_I, v_{II}, v_{III}\}$   | 140 |
| Tabla 6.3. Coordenadas de los vectores normales a los planos de tensión tangencial máxima, referidas al sistema formado por los ejes principales $\{v_I, v_{II}, v_{III}\}$   | 141 |
| Tabla 6.4. Ratios entre las intensidades turbulentas características en las direcciones coordenadas de los sistemas de referencia curvilíneo, de flujo horizontal medio, de tensiones principales y de tensiones tangenciales máximas para los puntos C y P. Se incluyen también los valores de referencia para estructuras tipo cigar y pancake  | 171 |





**INTRODUCCIÓN, RESUMEN Y CONCLUSIONES**

- 1.1. Introducción y objetivos**
- 1.2. Resumen**
- 1.3. Resultados y conclusiones**
- 1.4. Aportaciones y líneas de investigación futuras**
- 1.5. Bibliografía**



## 1.1. Introducción y objetivos

Los procesos hidrodinámicos en meandros compuestos tienen grandes implicaciones no sólo en el medio físico, sino también en el plano económico y social. Muchas llanuras de inundación constituyen humedales que se encuentran entre los ecosistemas más productivos y con mayor diversidad del planeta, debido a la frecuente deposición de sedimentos ricos en nutrientes que tiene lugar en ellos (*Viers et al., 2005*). Las llanuras de inundación pueden ser vistas, por lo tanto, como sistemas naturales que proporcionan diversos servicios a la sociedad: la disponibilidad de comida y la protección contra inundaciones son probablemente los que más condicionan la vida de las personas.

Por este motivo, la ciencia ha intentado explicar la dinámica y evolución de este tipo de sistemas desde múltiples puntos de vista, desde la geomorfología fluvial hasta la mecánica de fluidos y la morfodinámica, pasando por la ingeniería fluvial o la ecología y restauración de ríos (*Güneralp et al., 2012*). El abanico de escalas espaciales que abarcan estos estudios es muy amplio, y va desde el detalle de los remolinos turbulentos (*Blanckaert y de Vriend, 2003*) hasta la evolución de series de meandros a lo largo de una llanura aluvial (*Gautier et al., 2007*). De la misma manera, el ámbito temporal de estos estudios puede limitarse a eventos aislados (*Hooke, 2004*) o a evoluciones morfológicas a lo largo de milenios (*Frascati y Lanzoni, 2009*). Esta variedad de enfoques y escalas de trabajo proporciona una idea de la complejidad de los fenómenos que se pretenden analizar. Los procesos que los gobiernan son el resultado de la interacción entre la turbulencia del flujo, el transporte de sedimentos, la erosión de las márgenes y la morfología en planta.

Los calados en un meandro compuesto aumentan en época de lluvias, de forma que el agua circula en ocasiones por las llanuras de inundación. A medida que el canal principal se desborda la complejidad hidrodinámica aumenta (*Knight et al., 2009*) y la distribución de las corrientes secundarias y la turbulencia se modifican. Ambos aspectos tienen importantes implicaciones prácticas en la ingeniería fluvial: las circulaciones transversales reconfiguran el patrón de velocidades longitudinales e influyen directamente en procesos de erosión y sedimentación (*Yang 2005*). Por su parte, la existencia de tensiones turbulentas y capas de corte internas se traduce en la aparición de una rugosidad extra y el aumento de la resistencia al flujo (*Muto, 1997*), por lo que la capacidad de desagüe del tramo se ve alterada.

En esta tesis se aborda la vertiente hidrodinámica del problema, particularizada para el caso de un tramo fluvial real de unos 400 m de longitud en el río Mero (Cambre, A Coruña, Figura 1.1). Se trata de dos curvas consecutivas de radio muy reducido y elevado desarrollo, en las que confluyen diversos factores que añaden condicionantes al ya de por sí complejo patrón de flujo en meandros compuestos. La curvatura en planta del canal principal, el ancho variable de las llanuras de inundación, la heterogeneidad en el patrón de rugosidades y las irregularidades del fondo del canal son factores morfológicos que condicionan el patrón hidrodinámico. El tramo está limitado a su entrada por un puente que encauza el flujo, y a su salida por un tramo recto. A una escala mayor, la presencia del embalse de Cecebre unos 5 km aguas arriba del meandro de estudio condiciona el flujo, dado que abastece de agua potable al área metropolitana de A Coruña y se utiliza para laminar avenidas en épocas de lluvia.



Figura 1.1. Localización del meandro de estudio (río Mero) en la Península Ibérica (a) y el área metropolitana de A Coruña (b). Geometría en planta del tramo, con el cauce señalado en azul y las motas en negro (c) y fotografía de la primera curva (d) tomada desde el punto V señalado en la Figura 1.1. (c)

En este contexto, la Confederación Hidrográfica del Norte (actual Confederación Hidrográfica Miño-Sil) promovió en el año 2003 el “Proyecto de Acondicionamiento Hidráulico del río Mero entre la presa de Cecebre y su desembocadura en la ría de O Burgo (A Coruña)”. En el marco de este trabajo se identificó el meandro como un punto crítico desde el punto de vista hidrodinámico, y se recomendó su estudio en un modelo a escala. Desde su construcción en el año 2004 se han realizado diversos estudios experimentales encaminados a dimensionar las motas de protección que actualmente abrazan el meandro (líneas negras en la Figura 1.1 c) y conocer la distribución de velocidades en el tramo (UDC y UPC, 2004).

El proyecto “Caracterización de tensiones tangenciales y turbulencia en procesos de inundación en ríos con tramos meandriiformes. Estudio en modelo físico y modelo numérico” constituye la continuación a estos trabajos. Ha sido formulado y ejecutado por varios miembros del Grupo de Ingeniería del Agua y el Medio Ambiente (GEAMA) de la Universidade da Coruña, entre ellos los codirectores de este trabajo. Su financiación fue aprobada en la convocatoria de Proyectos de Investigación Fundamental no Orientada del Ministerio de Ciencia e Innovación (CGL 2008-03319, Plan Nacional de I+D+i 2008-2011). Esta tesis doctoral se enmarca dentro la línea experimental del proyecto mencionado y se ha llevado a cabo con financiación de una ayuda de Formación de Personal Investigador (FPI) obtenida por la autora. Parte de los planteamientos y resultados recogidos en este trabajo se han desarrollado durante las estancias de investigación realizadas en la Universidade Nova de Lisboa (Portugal, 2011) y la Universidad Técnica de Delft (Países Bajos, 2012).

El **objetivo general** del trabajo es caracterizar el **régimen hidrodinámico** del tramo de estudio en términos de **velocidad, vorticidad y turbulencia para distintos escenarios de ensayo**, incluyendo casos de flujo simple e inundación. En particular, se propone analizar la **evolución de las corrientes secundarias y las tensiones a lo largo de la primera curva del meandro e identificar las direcciones más relevantes** en lo que se refiere a velocidades medias y turbulencia. Algunos de los resultados obtenidos durante su desarrollo se han publicado en congresos científicos nacionales e internacionales (*Mera et al. 2009, 2011 y 2012*).

Cabe destacar que la ejecución de la campaña experimental constituye en sí misma un objetivo de esta tesis, puesto que proporciona una caracterización de detalle de un tramo con características morfológicas reales. En él están presentes los factores más determinantes de la hidrodinámica de un canal: geometría en planta, anchura de llanuras variable, fondo irregular y rugosidad heterogénea entre cauce y llanura. Los resultados experimentales referidos a tramos de esta complejidad son escasos (*Lambert y Sellin, 1996; Wormleaton et al., 2004*), y tienen gran interés particularmente en la calibración y validación de modelos numéricos como el que se está desarrollando en el GEAMA (*Cea et al. 2009, Fraga et al. 2012*).

## 1.2. Resumen

Los contenidos de este documento se estructuran en 6 Capítulos. En este primero se presentan la motivación y objetivos de la tesis doctoral, así como un resumen de las actividades realizadas y metodologías empleadas en su desarrollo. Se recogen también los principales resultados y conclusiones obtenidas, así como posibles líneas de investigación futuras que den continuidad a este trabajo.

El Capítulo 2 revisa el estado del conocimiento actual en torno a la hidrodinámica de meandros compuestos. En primer lugar se plantean las ecuaciones de *Navier-Stokes* y la descomposición de Reynolds, que dan lugar a las conocidas ecuaciones *RANS* para el análisis de flujos turbulentos. Se presentan también formulaciones que permiten abordar el análisis hidrodinámico a nivel seccional (ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal) y vertical (perfil de velocidad longitudinal).

Además de esa introducción teórica, se comentan e ilustran los patrones de circulación y turbulencia esperados en diferentes tipos de canales, desde los casos más simples (canales rectos y curvos sin llanuras laterales) hasta los más complejos (meandros compuestos). Dada la complejidad hidrodinámica que presentan la mayor parte de los ríos en la naturaleza, es necesario recurrir a la modelización física para conocer con detalle su comportamiento. Por ello, se revisan los trabajos experimentales más relevantes en cada uno de los casos y se resume el estado del conocimiento en lo que a hidrodinámica general, corrientes secundarias y distribución de la turbulencia se refiere. Los resultados en todos estos ámbitos son más escasos cuanto mayor es la complejidad morfológica del tramo de estudio.



Figura 1.2. Modelo físico a escala 1:20 del meandro compuesto del río Mero (*CITEEC, 2004*)

La campaña experimental comprende tres escenarios de ensayo. El primero simula el punto de desbordamiento del tramo, en el que el agua circula solamente por el cauce principal. Los otros dos escenarios representan flujos de inundación con distinto grado de sumergencia. La Tabla 1.1 recoge las características más importantes de cada uno de ellos.

Tabla 1.1. *Parámetros característicos de los escenarios de ensayo: Caudal ( $Q$ ), velocidad media ( $v_m$ ), calado en el cauce ( $h_c$ ), en la llanura ( $h_l$ ) y equivalente ( $h_e$ ), ponderación de  $h_c$  y  $h_l$  según sus áreas), radio hidráulico ( $R_h$ ), sumergencia ( $D_r$ ), número de Reynolds ( $Re$ ) y de Froude ( $Fr$ ) y velocidad crítica ( $u^*$ )*

| Caudal<br>(L/s) | Velocidad<br>media<br>(m/s) | Calado<br>cauce<br>(m) | Calado<br>llanura<br>(m) | Calado<br>equivalente<br>(m) | Radio<br>hidráulico<br>(m) | Sumergencia             | Número de<br>Reynolds      | Número de<br>Froude             | Velocidad<br>crítica<br>(m/s)          |
|-----------------|-----------------------------|------------------------|--------------------------|------------------------------|----------------------------|-------------------------|----------------------------|---------------------------------|--|
| $Q$             | $v_m = \frac{Q}{A}$         | $h_c$                  | $h_l$                    | $h_e$                        | $R_h$                      | $D_r = \frac{h_l}{h_c}$ | $Re = \frac{v_m h_e}{\nu}$ | $Fr = \frac{v_m}{\sqrt{g h_e}}$ | $u^* = \sqrt{\frac{f \cdot v_m^2}{8}}$ |
| 8               | 0.121                       | 0.110                  | 0                        | 0.110                        | 0.071                      | 0                       | 13310                      | 0.116                           | 0.009                                  |
| 35              | 0.093                       | 0.190                  | 0.050                    | 0.093                        | 0.064                      | 0.26                    | 8649                       | 0.097                           | 0.010                                  |
| 60              | 0.099                       | 0.235                  | 0.090                    | 0.123                        | 0.101                      | 0.38                    | 12177                      | 0.090                           | 0.010                                  |

Todos los resultados que se presentan en esta tesis se calculan a partir de las series temporales de velocidades instantáneas en diversos puntos del modelo. Para su registro se han utilizado dos equipos de velocimetría acústica con diferentes características. El primero de ellos es un perfilador DOP2000 (Signal Processing®), que permite el registro de velocidades tridimensionales quasi-simultáneas en diferentes alturas a lo largo de una misma vertical. Con él se han realizado medidas en una malla de más de 500 puntos a lo largo del modelo físico con el objetivo de caracterizar la hidrodinámica general del tramo para las tres condiciones de flujo planteadas. En segundo lugar se ha utilizado un velocímetro puntual con cuatro receptores (Vectrino, Nortek®) para los registros de detalle en tres secciones transversales (39 verticales) situadas antes, durante y después de la primera curva del meandro, abarcando un giro total del canal principal de 110°. Se ha construido un dispositivo que permite realizar medidas en puntos cercanos a la superficie del agua. La Figura 1.3 presenta el montaje de ambos equipos y la malla de medida asociada a cada uno de ellos.

A partir de los registros de velocidades tridimensionales instantáneas, debidamente filtrados con técnicas de eliminación de anomalías de alta frecuencia y suavizado espacial, se han obtenido los promedios temporales de velocidad, tensiones, intensidades y energía cinética turbulenta para cada una de las posiciones de medida. Todos los resultados se han calculado con respecto a un sistema curvilíneo formado para cada sección por su dirección longitudinal ( $s$ ), transversal ( $n$ ) y vertical ( $z$ , según la dirección de la aceleración de la gravedad).

El Capítulo 4 recoge los resultados obtenidos en términos de velocidades medias, tanto a nivel global como seccional, y los patrones de vorticidad longitudinal ( $\Omega_s = \frac{\partial v_z}{\partial n} - \frac{\partial v_n}{\partial z}$ ). Se trata de una caracterización general del flujo que sirve como punto de partida para el desarrollo del resto de resultados.



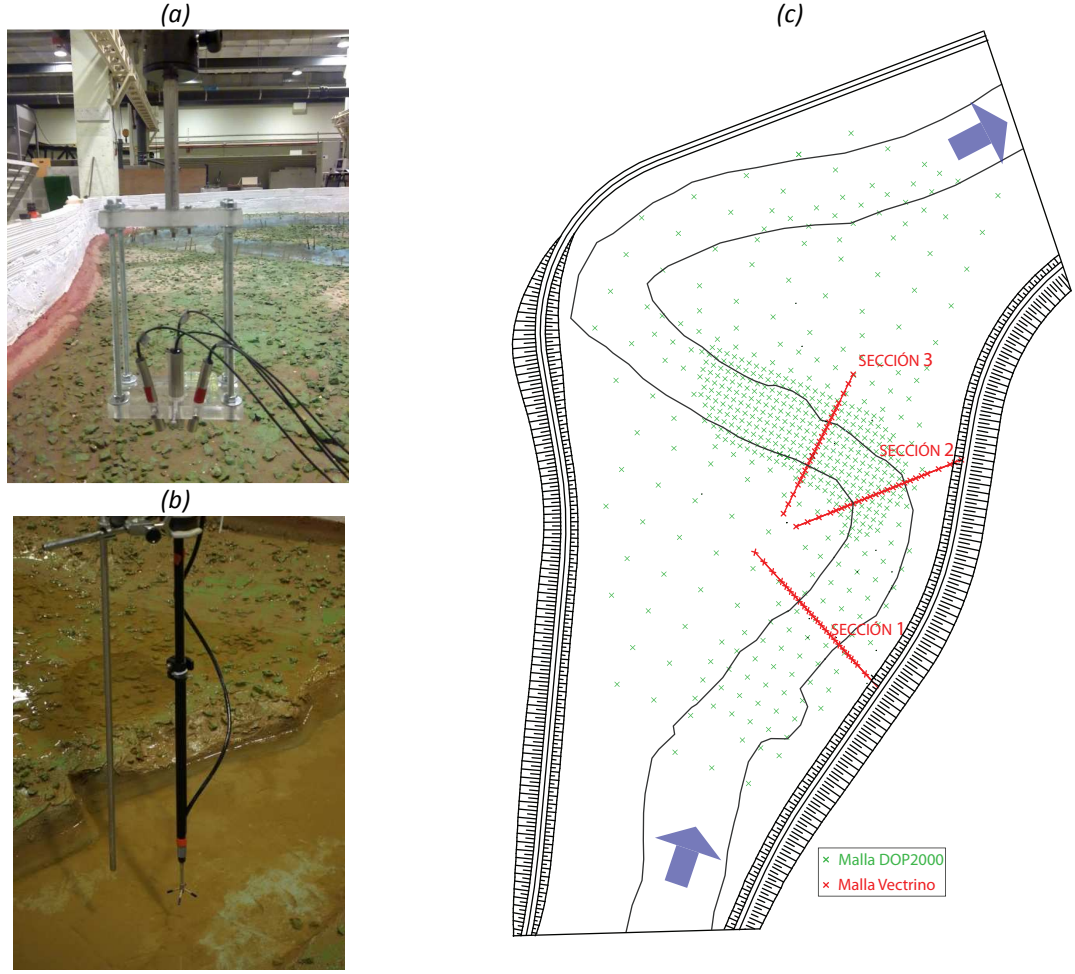


Figura 1.3. Montaje experimental de los equipos de velocimetría acústica: DOP2000 (a) y Vectrino (b). Malla de medida asociada a cada uno de ellos (c)

En el Capítulo 5 se aborda el análisis de los mecanismos de generación de corrientes secundarias en el tramo de estudio a través de la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal (Blanckaert y de Vriend, 2004):

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \Omega_s}{\partial t} = & - \underbrace{\left[ \frac{1}{1+\frac{n}{R}} \bar{v}_s \frac{\partial \Omega_s}{\partial s} + \bar{v}_n \frac{\partial \Omega_s}{\partial n} + \bar{v}_z \frac{\partial \Omega_s}{\partial z} \right]}_{A1} + \underbrace{\frac{1}{1+\frac{n}{R}} \Omega_s \frac{\partial \bar{v}_s}{\partial s}}_{A2} + \underbrace{\left\{ -\frac{1}{1+\frac{n}{R}} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\bar{v}_s^2}{R} \right) + \frac{1}{1+\frac{n}{R}} \frac{\bar{v}_n \Omega_s}{R} + \left[ \frac{1}{1+\frac{n}{R}} \frac{\partial \bar{v}_n}{\partial s} \frac{\partial \bar{v}_s}{\partial z} - \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial s} \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{1}{1+\frac{n}{R}} \bar{v}_s \right) \right] \right\}}_{A3} \\
 & - \underbrace{\frac{1}{1+\frac{n}{R}} \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{\bar{v}_s'^2}{R} \right)}_{A4} + \underbrace{\frac{\partial^2}{\partial z \partial n} (\bar{v}_n'^2 - \bar{v}_z'^2) + \frac{1}{1+\frac{n}{R}} \frac{1}{R} \frac{\partial \bar{v}_n'^2}{\partial z} + \left\{ \frac{1}{1+\frac{n}{R}} \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{1}{1+\frac{n}{R}} \frac{\partial}{\partial n} \right) \right\} \left[ \left( 1 + \frac{n}{R} \right) \bar{v}_n' \bar{v}_z' \right]}_{A5} + \\
 & + \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{1+\frac{n}{R}} \frac{\partial \bar{v}_s' \bar{v}_n'}{\partial s} \right) - \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{1}{1+\frac{n}{R}} \frac{\partial \bar{v}_s' \bar{v}_z'}{\partial s} \right)}_{A6} + \underbrace{\nu \left[ \nabla^2 \Omega_s + \frac{2}{\left( 1 + \frac{n}{R} \right)^2} \frac{1}{R} \frac{\partial \Omega_s}{\partial s} - \frac{1}{R^2} \Omega_s \right]}_{A7}
 \end{aligned} \quad [1.1]$$

Los términos de esta ecuación evalúan el transporte (A1) y la generación/disipación (A2-A7) de células de circulación transversal a lo largo de un canal. En esta tesis los efectos de la geometría (A3) y la turbulencia (A5) son estudiados separadamente, de forma que se puede cuantificar su influencia relativa de cada uno de esos factores en distintas condiciones de flujo.

Por último, el Capítulo 6 presenta un estudio direccional del patrón de turbulencia, abordándolo a través de diferentes sistemas de coordenadas. Se propone el estudio del patrón de tensiones e intensidades turbulentas

según ejes de referencia relacionados con parámetros geométricos, hidrodinámicos y estados tensionales particulares. Como alternativa al tradicional análisis cartesiano, se plantea el uso de los invariantes II y III del tensor de anisotropía de la turbulencia  $b_{ij}$ , definidos como:

$$b_{ij} = \frac{\overline{v'_i v'_j}}{2k} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \quad [1.2]$$

$$II = b_{ij} b_{ji} \quad [1.3]$$

$$III = b_{ik} b_{kj} b_{ji} \quad [1.4]$$

donde  $v'_i$  es la fluctuación instantánea de la velocidad en la dirección  $i$ ,  $\delta_{ij}$  es la función del Delta de Kronecker y  $k$  es la energía cinética turbulenta del flujo. A partir del tensor de anisotropía se pueden definir los invariantes II y III que servirán para evaluar la magnitud y naturaleza de la anisotropía de la turbulencia (Lumley y Newman, 1977).

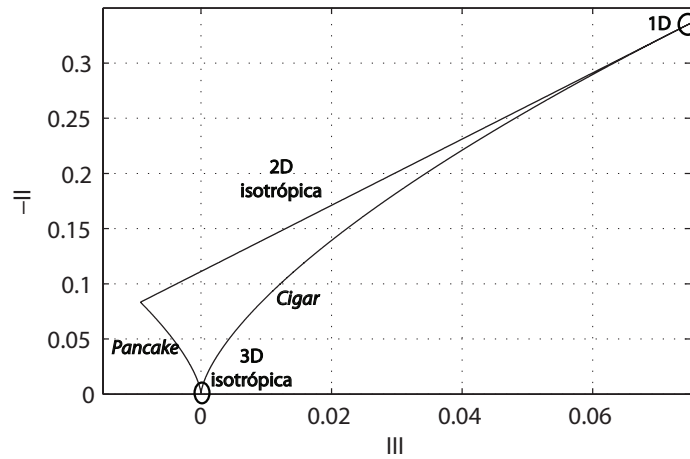


Figura 1.4. Triángulo de Lumley. Adaptado de Lumley & Newman (1977)

Se trata de una técnica muy útil en la caracterización de la turbulencia, puesto que es independiente de la orientación de los datos de velocidades. Los valores límite de los dos invariantes definen un triángulo curvo en el que se enmarca cualquier estado de turbulencia, y cuyos bordes representan distribuciones anisotrópicas características (Figura 1.4). La denominada *pancake* implica que dos de las componentes de la turbulencia son iguales y sensiblemente mayores que la tercera, mientras que en la *cigar* hay dos componentes iguales y de menor magnitud que la restante. Además de analizar los mapas de invariantes en todas las secciones y escenarios de ensayo, se ha aplicado la técnica del análisis de cuadrantes (Hurther, 2001) según distintos sistemas de coordenadas a puntos con distribuciones características para identificar su orientación en el espacio.

### 1.3. Resultados y conclusiones

#### Metodología experimental

La realización de los ensayos planteados en esta tesis doctoral constituye en sí mismo un resultado de interés científico, dada la escasez de datos experimentales en tramos reales complejos. Además, en lo que se refiere a la instrumentación de medida, se ha validado el uso del perfilador DOP2000 en la caracterización hidrodinámica cualitativa de un flujo altamente turbulento. Las pruebas de configuración y medidas se han llevado a cabo en estrecha colaboración con la compañía fabricante (Signal Processing, SA, con sede en Lausanne, Suiza), que ha manifestado el interés que los resultados obtenidos tienen para la mejora del funcionamiento de sus equipos.



### Flujo horizontal del tramo

En lo que se refiere a la hidrodinámica general del tramo de estudio, se ha observado su alto grado de tridimensionalidad al aumentar la magnitud del radio de curvatura y/o el nivel de inundación. La morfología en planta del cauce principal gobierna el flujo en el escenario de desbordamiento. Sin embargo, para casos de inundación su influencia depende de la relación entre los calados en el cauce y las llanuras de inundación. Para una sumergencia baja (Figura 1.5 a) se observan comportamientos diferenciados entre la zona inferior y superior del flujo: en la primera el agua circula siguiendo el cauce medio, mientras que en la segunda se orienta según la dirección preferente de la llanura. Sin embargo, al aumentar el caudal (Figura 1.5 b) el flujo se alinea con la llanura en casi toda la vertical, incluso en zonas alejadas del vértice de la curva. En este caso el cauce actúa como una macro-rugosidad cuya influencia se limita al área cercana al fondo del modelo.

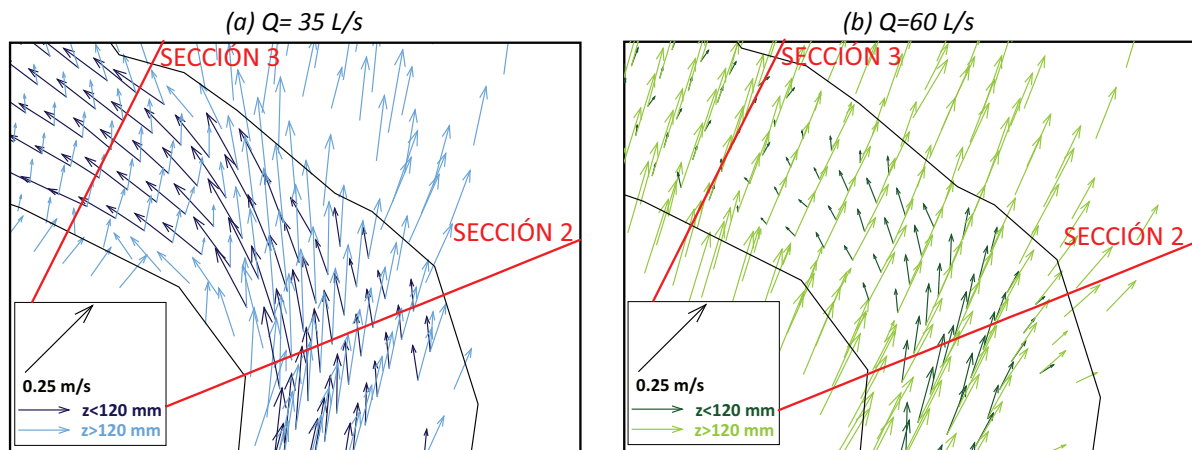


Figura 1.5. Velocidad horizontal media en las capas inferior ( $z > 120$  mm) y superior ( $z < 120$  mm) en la primera curva del meandro para  $Q = 35$  L/s (a) y  $Q = 60$  L/s (b). Resultados obtenidos con el DOP2000

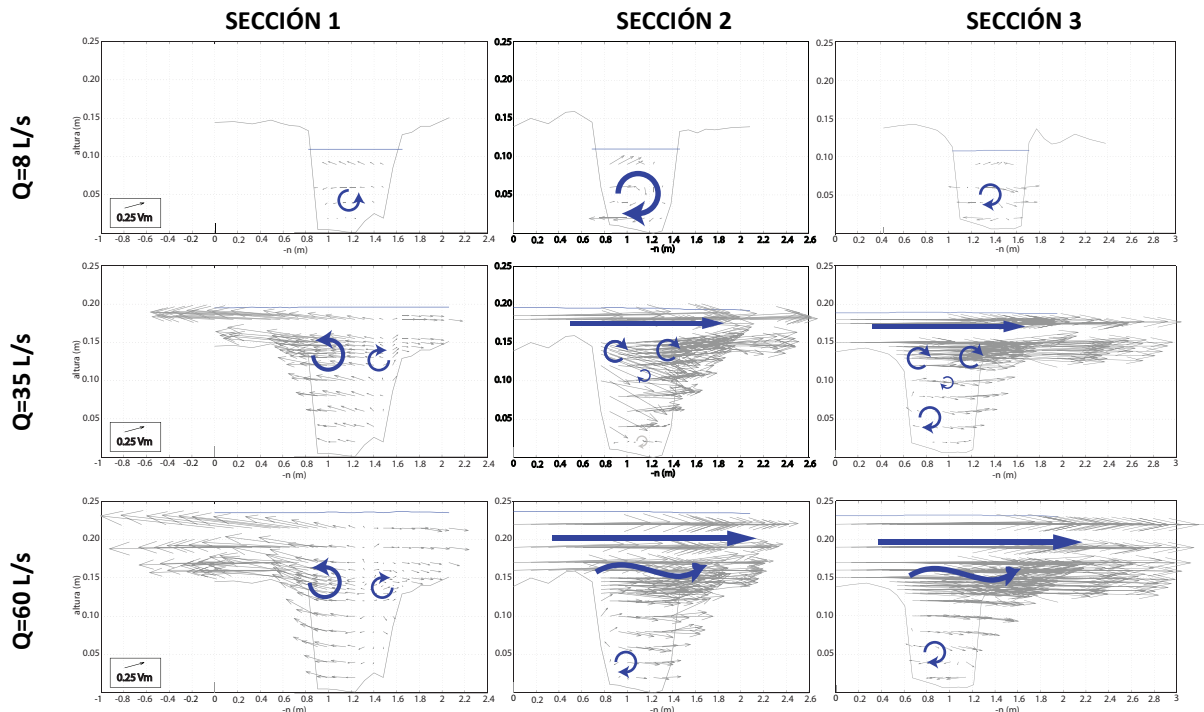


Figura 1.6. Corrientes secundarias adimensionalizadas con la velocidad media  $v_m$  en todas las secciones y escenarios de ensayo

El cálculo de las corrientes secundarias ha servido para identificar procesos de recirculación e intercambio de masa entre el cauce principal y las llanuras. La Figura 1.6 presenta su valor en relación a la velocidad media de cada ensayo ( $v_m$ ). En el caso de flujo simple los resultados son consistentes con la teoría de canales en curva: aparecen células de recirculación que erosionan la margen externa. Para caudales de inundación se han identificado los planos de contacto entre el cauce y las llanuras de inundación como zonas de generación de vórtices longitudinales, y se observa una mayor interacción entre ambas en el caso de sumergencia baja.

A la vista de estos resultados puede decirse que el flujo en las llanuras condiciona enormemente el patrón hidrodinámico del tramo. La influencia de la geometría del cauce principal disminuye con la sumergencia y se limita al área cercana al fondo del modelo para  $Q=60$  L/s. Se detectaron procesos turbulentos (interacción cauce-llanura) en todos los escenarios de ensayo, directamente relacionados con el patrón de flujo transversal. A partir de estas observaciones se ha planteado la importancia relativa de la curvatura y la turbulencia en la generación de corrientes secundarias, que se analiza en el siguiente apartado.

### Mecanismos de generación de corrientes secundarias

El cálculo de los términos de generación de corrientes secundarias por efecto de la geometría ( $A3$ ) y la turbulencia ( $A5$ ) (Ecuación 1.1) ha permitido cuantificar la influencia de ambos factores en la generación de vorticidad longitudinal  $\Omega_z$ . La Figura 1.7 presenta la relación entre sus valores, mostrando en color gris y verde las áreas donde la curvatura y la turbulencia tienen, respectivamente, mayor peso en este proceso. La geometría es relevante en la zona del vértice de la curva (Sección 2) para flujo simple y baja sumergencia. Sin embargo, para calados elevados ( $Q=60$  L/s) la turbulencia resulta claramente dominante en las dos secciones.

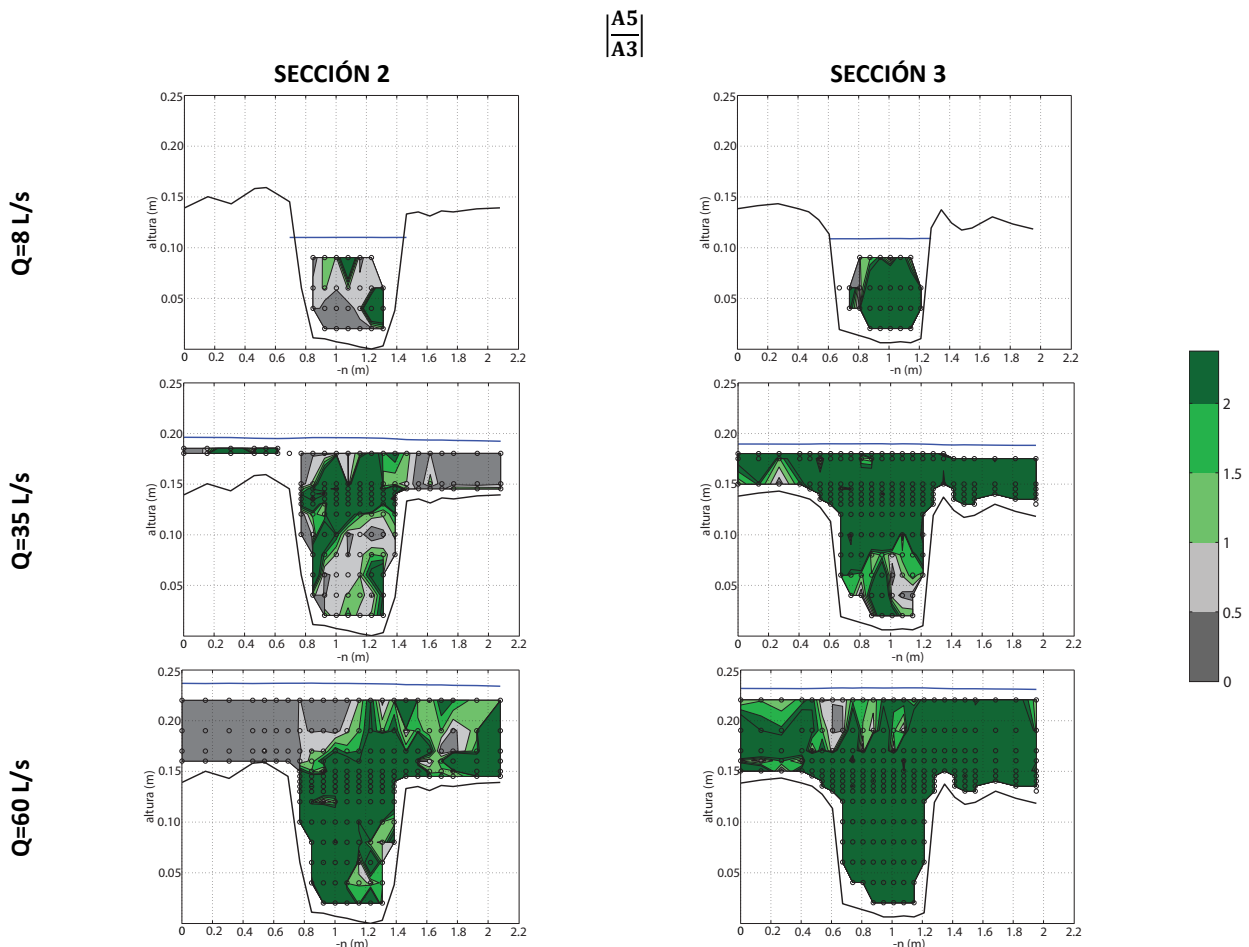


Figura 1.7. Ratio  $\frac{A5}{A3}$  entre los términos de turbulencia y curvatura en la generación de vorticidad longitudinal en las Secciones 2 y 3 para  $Q=8$  L/s,  $Q=35$  L/s y  $Q=60$  L/s

El análisis de las variables que intervienen en los términos de la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal ha permitido extraer conclusiones de interés sobre la distribución de la turbulencia en el tramo de estudio. Los valores máximos de las tensiones tangenciales aparecen en el contacto horizontal entre el cauce y las llanuras de inundación, y en algunos casos se observa con claridad la generación de una capa de corte en esa zona. La Figura 1.8 muestra que los máximos valores del factor de anisotropía transversal –representados en rojo– se localizan en el entorno de los bordes del modelo y del contacto entre el cauce y las llanuras de inundación. Esto demuestra que la anisotropía de la turbulencia no sólo está provocada por la presencia de fronteras sólidas, sino también por la propia estructura del flujo. La existencia de dos capas con orientaciones distintas –una en la dirección del cauce principal y otra en la de la llanura– puede coartar la turbulencia, y por lo tanto generar estructuras que se orienten preferentemente según sus direcciones.

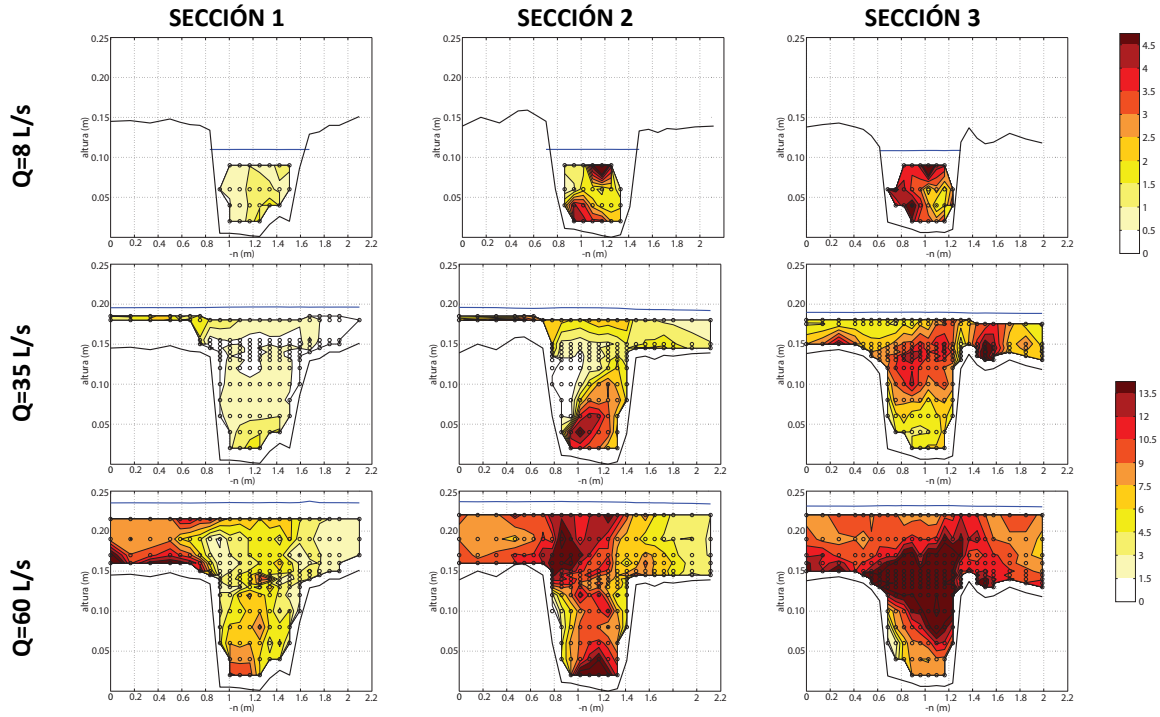


Figura 1.8. Factor de anisotropía transversal  $\frac{(v_n'^2 - v_z'^2)}{u'^2}$  para las distintas secciones y escenarios de ensayo

Las conclusiones comentadas en este apartado tienen importantes implicaciones en el estudio hidrodinámico de tramos con morfologías complejas. La geometría en planta del canal, y por lo tanto el uso de coordenadas curvilíneas, no es suficiente para cuantificar algunos de los procesos observados en el flujo, como la magnitud de la fricción entre las capas inferior y superior del flujo. Por lo tanto, es necesario plantear el uso de otros sistemas de referencia que permitan relacionar las estructuras del flujo con los fenómenos que las provocan.

#### Análisis direccional de la turbulencia

Una vez identificada la existencia de direcciones preferentes en los procesos hidrodinámicos, se han calculado los patrones de tensiones tangenciales e intensidades turbulentas según varios sistemas de referencia. El objetivo de este análisis es determinar si el cálculo según sistemas de coordenadas cartesianas es suficiente para caracterizar los procesos turbulentos en morfologías complejas. Además de los ejes curvilíneos locales para cada sección ( $\{s, n, z\}$ ) se han empleado otros dos definidos a partir de características hidrodinámicas: el flujo horizontal medio ( $\{v_h, v_p, z\}$ ) y los vectores característicos del plano de tensión tangencial máxima  $\tau_m$  ( $\{n_1, n_3, v_{II}\}$ ) en cada punto de medida. La Figura 1.9 muestra la comparación de su orientación y la magnitud de las tensiones tangenciales que proporcionan a lo largo de un perfil vertical en el centro de la Sección 3 para  $Q=35$  L/s.

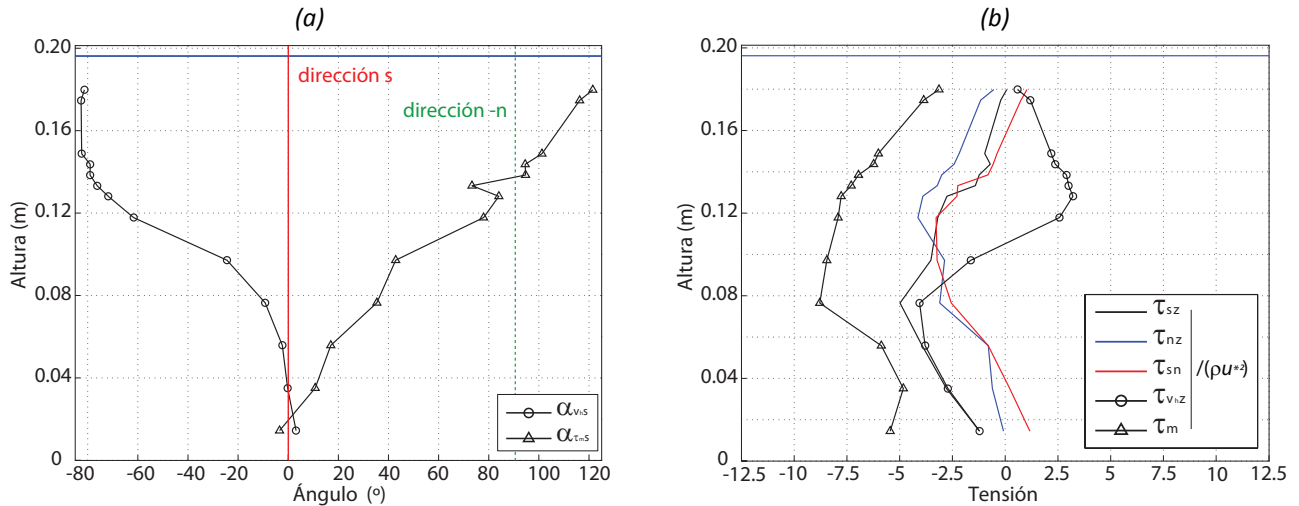


Figura 1.9. Orientación (a) y magnitud (b) de las tensiones tangenciales según los sistemas de referencia curvilíneo ( $\tau_{sz}$ ,  $\tau_{nz}$ ,  $\tau_{sn}$ ), de flujo horizontal medio ( $\tau_{v_{hz}}$ ,  $\alpha_{v_{hs}}$ ) y de tensiones tangenciales máximas ( $\tau_m$ ,  $\alpha_{\tau_{ms}}$ ) para el punto central de la Sección 3,  $Q=35$  L/s.

La Figura 1.9 (a) presenta la desviación angular de la velocidad horizontal media  $v_h$  y el vector normal al plano de tensión máxima  $\tau_m$  con respecto a la dirección longitudinal del cauce (s) en el punto central de la Sección 3. En primer lugar se observa cómo la dirección de la tensión tangencial máxima no es necesariamente la misma que la de la cantidad del movimiento. La diferencia (desfase) entre ambos ángulos se debe a la meandrización, y su análisis resulta de interés en el estudio hidrodinámico: valores iguales a  $0^\circ$  ó  $180^\circ$  indican que el plano de tensión tangencial máxima es perpendicular a  $v_h$ , por lo que se relacionan con fenómenos transversales de recirculación y transferencia de masa. En cambio, desfases de  $90^\circ$  ó  $270^\circ$  son indicativos de la influencia del flujo principal en el modelo, puesto que el plano de  $\tau_m$  contiene a la velocidad horizontal. En el punto de análisis el desfase es del orden de  $180^\circ$  y  $0^\circ$  en la zona superior e inferior del perfil, respectivamente. Se trata de dos áreas donde la circulación transversal tiene un gran peso, por efecto tanto del flujo en llanura (capa superior) como de las corrientes secundarias (capa inferior). Los valores intermedios ( $0.06 \text{ m} < z < 0.10 \text{ m}$ ) indican la existencia de fricción en la dirección longitudinal por el contacto entre ambas masas de agua.

En cuanto al valor de las tensiones tangenciales (Figura 1.9 b), la magnitud de  $\tau_{v_{hz}}$  (tensión en un plano horizontal siguiendo la dirección de  $v_h$ ) se aproxima a la de  $\tau_{sz}$  (tensión de fondo) en la zona inferior del perfil, donde el flujo sigue la dirección longitudinal del cauce. El análisis de  $\tau_m$  resulta de interés, puesto que puede usarse como valor límite para el dimensionamiento de secciones. Su magnitud aumenta en la zona central del perfil ( $0.08 \text{ m} < z < 0.12 \text{ m}$ ), lo que señala que la interacción entre el cauce y la llanura induce una tensión de arrastre extra. Se ha comprobado que la orientación del plano de tensión tangencial máxima presenta una variación espacial muy elevada dentro de una misma sección.

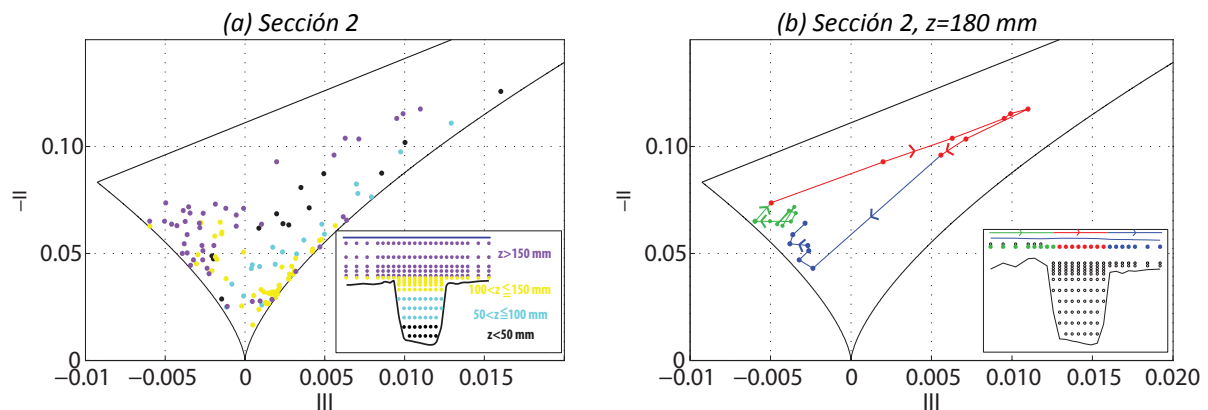


Figura 1.10. Invariantes de anisotropía en la Sección 2 y  $Q=35$  L/s representados por cotas (a) y evolución transversal para  $z=180 \text{ mm}$  (b)

La Figura 1.10 (a) presenta los valores de los invariantes turbulentos (II y III) segregados por cotas en la Sección 2 para  $Q=35$  L/s. En la zona cercana al fondo ( $z < 0.05$  m) la turbulencia del flujo tiene una estructura genérica tridimensional. Al aumentar la cota ( $0.05 \text{ m} < z < 0.10$  m) comienza a aproximarse al límite *cigar*, con una componente dominante sobre las dos restantes. Esta tendencia se mantiene aproximadamente hasta una cota  $z=0.15$  m, a partir de la cual vuelve a observarse una estructura tridimensional y, en ciertas zonas, *pancake* (bidimensional). Por lo tanto, la turbulencia en el cauce (capa inferior del flujo) tiene una componente dominante, mientras que en la llanura (capa superior) se desarrolla en dos direcciones. Estos resultados son coherentes con el hecho de que el canal principal está limitado por las paredes laterales, mientras que la zona de llanura analizada no tiene restricciones por el ancho. El perfil transversal de invariantes para  $z=180$  mm en esa misma sección (Figura 1.10 b) permite analizar con detalle las diferencias entre la distribución de la turbulencia en la llanura y el cauce. La primera (representada en verde y azul) presenta una clara tendencia a la estructura *pancake* (bidimensional), mientras que al pasar al canal principal hay un cambio brusco hacia el límite de la turbulencia *cigar* (unidimensional).

El estudio de la anisotropía de la turbulencia se ha completado aplicando la técnica del análisis de cuadrantes a varios resultados característicos identificados en los mapas de anisotropía. Se ha analizado la distribución de las fluctuaciones de la velocidad en los planos coordenados definidos por los sistemas curvilíneo, de tensiones turbulentas máximas y de flujo horizontal medio. Este último ha resultado ser el más adecuado para representar las estructuras identificadas.

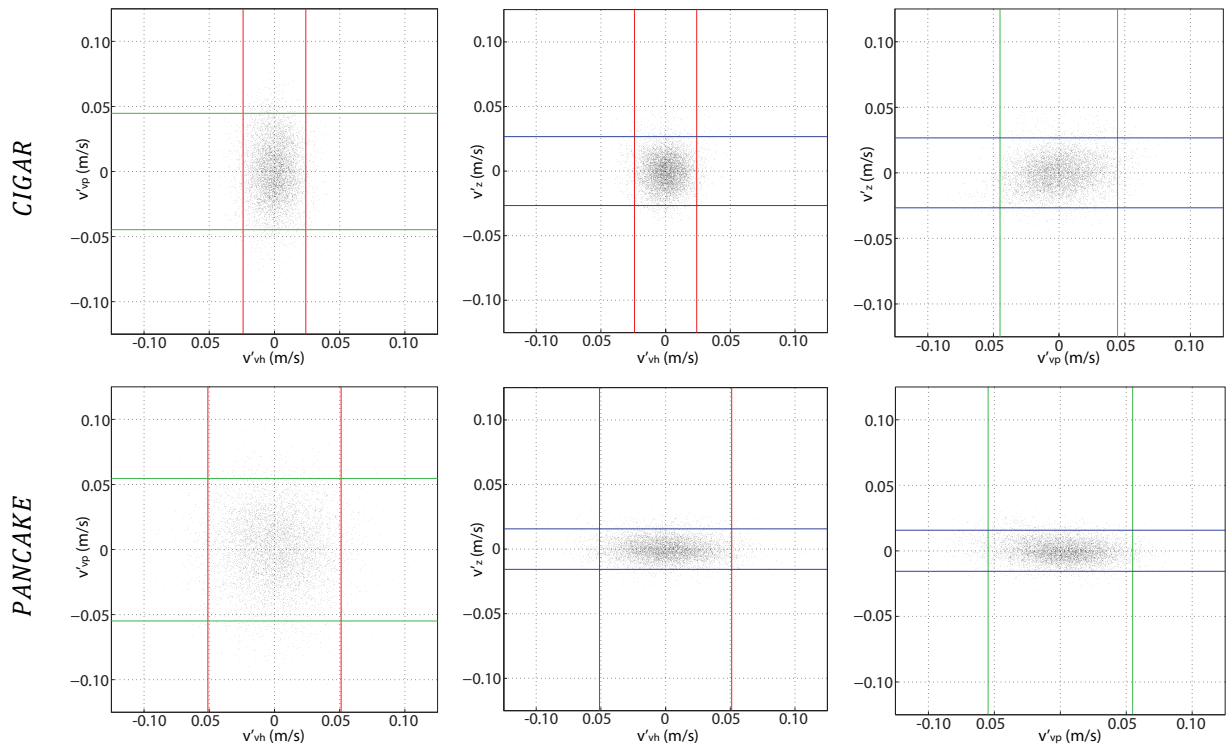


Figura 1.11. Análisis de cuadrantes de puntos con turbulencia “cigar” y “pancake” según el sistema de referencia definido por el flujo horizontal medio  $v_h$ .

La Figura 1.11 muestra los resultados del análisis de cuadrantes para dos puntos con turbulencia *cigar* y *pancake*, respectivamente, según los ejes  $\{v_h, v_p, z\}$ . Se identifican las características que definen a estas distribuciones: en el primer caso la intensidad en la dirección perpendicular al flujo horizontal es dominante sobre las otras dos, mientras que para la estructura *pancake* la turbulencia en dirección vertical es sensiblemente menor que sus componentes en el plano horizontal. Se concluye que la reorientación de los datos de velocidad de acuerdo con direcciones hidrodinámicas características permite detectar tendencias en la distribución espacial de la turbulencia. La definición de esos patrones y orientaciones preferentes es de interés en la caracterización de procesos de resistencia al flujo, erosión/sedimentación y transferencia de masa.

#### 1.4. Principales aportaciones y líneas de investigación futuras

Se resumen a continuación los principales aportes que esta tesis realiza a en el ámbito de la hidrodinámica de meandros compuestos, así como algunas líneas de avance que darían continuidad a este trabajo.

##### Metodología experimental

La **batería de resultados experimentales** proporcionada en esta tesis será de gran utilidad para la calibración y validación de modelos numéricos, por la complejidad del flujo que representa y el detalle de los registros obtenidos: se ha caracterizado el patrón hidrodinámico en secciones rectas y con curvatura para escenarios de flujo simple e inundación.

En cuanto a la **instrumentación** de medida, se ha analizado la adecuación del perfilador acústico DOP2000 para medidas en flujos de alta complejidad y turbulencia. El proceso de prueba y configuración se ha realizado en colaboración con la empresa fabricante del equipo, y ha servido para formular propuestas de mejora de su funcionamiento y software de control, por lo que la componente de **transferencia tecnológica** de esta tesis es muy destacable.

Como **líneas de trabajo futuras** en lo que se refiere a la metodología experimental, se plantea en primer lugar la mejora de los datos obtenidos con el perfilador DOP2000: el tratamiento de los datos fuente de frecuencia *doppler* o la instalación de un cuarto transductor de recepción son dos ejemplos de medidas a implementar. La colaboración con el fabricante de la instrumentación se considera crucial para estos desarrollos.

Por otra parte, en esta tesis se ha empleado un dispositivo que permite realizar medidas con un velocímetro acústico puntual en la franja cercana a la superficie libre. Si bien su uso supone una mejora sobre las técnicas de medida tradicionales, el rango de profundidades que permite cubrir es limitado, por lo que sería interesante probar otras configuraciones y/o materiales para este accesorio. Dado que el uso de velocímetros acústicos está ampliamente extendido en hidráulica experimental, la mejora de sus potencialidades de uso tendrá sin duda una gran repercusión en este ámbito. El uso de velocímetros laterales es también una alternativa a tener en cuenta para mejorar la densidad de registros cerca de los bordes del modelo.

##### Análisis de los resultados de la campaña experimental

Esta tesis proporciona **resultados hidrodinámicos de detalle**, en términos medios e instantáneos, en un tramo compuesto meandriforme real. Varios autores (por ejemplo *McGahey, 2006*) destacan que el flujo en tramos reales varía mucho con respecto a morfologías simplificadas, en particular en lo que se refiere a la vorticidad. Los canales naturales son en general asimétricos, irregulares y tienen características de rugosidad particulares. En este estudio se presentan tanto los **patrones generales** como la **distribución transversal** detallada de la hidrodinámica de un meandro compuesto. Estudios previos indican que este doble enfoque es necesario para comprender el patrón de corrientes secundarias y turbulencia en un tramo.

También se calculan los **términos de turbulencia y geometría de la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal** para tres secciones y escenarios de ensayo diferentes. Las referencias a esta ecuación en estudios experimentales son muy escasas, y se centran en flujo simple (*Blanckaert y de Vriend, 2004*), o simplemente enuncian conclusiones cualitativas sobre el origen de la vorticidad longitudinal (*Shiono y Muto, 1998*). El análisis de estos términos en condiciones de inundación supone, por lo tanto, un avance en la caracterización del efecto del flujo en llanura en la generación de corrientes secundarias. Por último, se **cuantifica la anisotropía de la turbulencia** para diferentes secciones y escenarios de ensayo según varios sistemas de referencia definidos por la geometría, el flujo horizontal medio y las tensiones turbulentas máximas. La aplicación de la técnica de los invariantes de la anisotropía en flujos complejos supone un aspecto muy novedoso en este campo de trabajo, puesto que los trabajos que emplean esta metodología son muy escasos.

A partir de los resultados obtenidos podrían realizarse **avances en varias líneas de investigación**, enunciadas a lo largo de este documento y que resultarían de interés para complementar sus resultados y, en general, el estado del conocimiento actual. En primer lugar, uno de los procesos que caracterizan a los flujos en inundación es la interacción entre el cauce y las llanuras laterales. En esta tesis se ha identificado tanto en el análisis hidrodinámico general (Capítulo 4) como en los patrones de tensiones tangenciales y turbulencia (Capítulos 5 y 6). Sin embargo, podría cuantificarse esta interacción a través del cálculo del intercambio de momento entre ambas zonas, en un análisis similar al propuesto por *Van Prooijen et al. (2005)* para canales compuestos rectos.

Por otra parte, en el Capítulo 5 se calculan varios de los términos de la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal. Sin embargo, no se ha evaluado el valor del término advectivo ni de la transferencia de energía cinética turbulenta entre el flujo medio y el instantáneo, que según algunos autores juega un papel en la generación de corrientes secundarias (*Blanckaert y de Vriend, 2004*). Los resultados de la batería de ensayos permiten el cálculo de estos dos parámetros, y su evaluación serviría para comprobar el cumplimiento de la ecuación mencionada y el peso que el gradiente longitudinal –no evaluado– tiene en ella.

Por último, se propone el análisis en profundidad de las series temporales de velocidades como línea de investigación complementaria a las planteadas en esta tesis doctoral. Este estudio permitiría, por una parte, definir las escalas energéticas del flujo para las distintas secciones y escenarios de ensayo (*Franca, 2005*). Por otro lado, a través de técnicas de descomposición de señales podrían caracterizarse las estructuras coherentes de baja frecuencia presentes en el flujo (*Huang et al., 1998*).

## 1.5. Bibliografía

- Blanckaert, K.; de Vriend, H. J. *Secondary flow in sharp open-channel bends*. Journal of Fluid Mechanics 2004, (498), 353-380.
- Blanckaert, K.; De Vriend, H. J. *Nonlinear modeling of mean flow redistribution in curved open channels*. Water Resources Research 2003, 39 (12), ESG61-ESG614.
- Cea, L.; Stelling, G.; Zijlema, M. *Non-hydrostatic 3D free surface layer-structured finite volume model for short wave propagation*. International Journal for Numerical Methods in Fluids 81, 382-410.
- Fraga, B.; Cea, L.; Peña, E.; Davidson, L. *Comparison between standard and non-linear k-ε turbulence models for three-dimensional simulation of turbulent flow in a meandering open channel*. River Flow Conference. San José, 2012.
- Franca, M. J. *A field study of turbulent flows in shallow gravel-bed rivers*. École Polytechnique Fédérale de Lausanne 2005, Tesis doctoral.
- Frascati, A.; Lanzoni, S. *Morphodynamic regime and long-term evolution of meandering rivers*. Journal of Geophysical Research F: Earth Surface 2009, 114 (2).

- Gautier, E.; Brunstein, D.; Vauchel, P.; Roulet, M.; Fuertes, O.; Guyot, J. L.; Darozzes, J.; Bourrel, L. *Temporal relations between meander deformation, water discharge and sediment fluxes in the floodplain of the Rio Beni (Bolivian Amazonia)*. Earth Surface Processes and Landforms 2007, 32 (2), 230-248.
- Güneralp, I.; Abad, J. D.; Zolezzi, G.; Hooke, J. *Advances and challenges in meandering channels research*. Geomorphology 163-164, 1-9.
- Hooke, J. M. *Cutoffs galore!: Occurrence and causes of multiple cutoffs on a meandering river*. Geomorphology 2004, 61 (3-4), 225-238.
- Huang, N.E.; Shen, Z.; Long, S.R.; Wu, M.C.; Shih, H.H.; Zheng, Q.; Yen, N.C.; Tung, C.C.; Liu, H.H. *The empirical mode decomposition and the Hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis*. Proceedings of the Royal Society A, 1998, Vol. 454, pp. 903-995.
- Knight, D. W.; Aya, S.; Ikeda, S.; Nezu, I.; Shiono, K. *Flow structure en Flow and sediment transport in compound channels en Ikeda y McEwan, 2009*.
- Lambert, M.F.; Sellin, R.H.J. *Velocity distribution in a large-scale model of a doubly meandering compound river channel*. Proceedings of the Institution of Civil Engineers: Water and Maritime Engineering 1996, 118, 1, pp 10-20
- Lumley, J. L.; Newman, G. R. *Return to isotropy of homogeneous turbulence*. Journal of Fluid Mechanics 1977, 82 (pt 1), 161-178.
- McGahey, C. *A practical approach to estimating the flow capacity of rivers*. Open University 2006, Tesis doctoral
- Mera, I.; Franca, M. J.; Anta, J.; Peña, E. *Turbulence anisotropy in a compound meandering channel*. International Conference on Fluvial Hydraulics, River Flow 2012 San Jose, pp 79-84.
- Mera, I.; Franca, M.J.; Peña, E.; Anta, J. *Análisis acimutal de las direcciones principales de las tensiones tangenciales en un canal compuesto meandriforme*. II Jornadas de Ingeniería del Agua. Barcelona, 2011
- Mera, I.; Anta, J.; Peña, E.; Cea, J. *Análisis del patrón vertical de velocidades en un río meandriforme: modelización física*. I Jornadas de Ingeniería del Agua. Madrid, 2009
- Muto, Y. *Turbulent flow in two-stage meandering channels*. University of Bradford 1997. Tesis doctoral
- Shiono, K.; Muto, Y. *Complex flow mechanisms in compound meandering channels with overbank flow*. Journal of Fluid Mechanics 1998, 376, 221-261.
- Universidade da Coruña (UDC); Universidad Politécnica de Cataluña (UPC) *Estudio en modelo físico de un tramo de meandros del río Mero*. Peña, E. y Martín-Vide, J.P. 2004
- van Prooijen, B. C.; Battjes, J. A.; Uijttewaal, W. S. J. *Momentum exchange in straight uniform compound channel flow*. Journal of Hydraulic Engineering 2005, 131 (3), 175-183.
- Viers, J.; Barroux, G.; Pinelli, M.; Seyler, P.; Oliva, P.; Dupré, B.; Boaventura, G. R. *The influence of the Amazonian floodplain ecosystems on the trace element dynamics of the Amazon River mainstem (Brazil)*. Science of the Total Environment 2005, 339 (1-3), 219-232.
- Wormleaton, P.R.; Sellin, R.H.J.; Bryant, T.; Loveless, J.H.; Hey, R.D.; Catmur, S.E. *Flow structures in a two-stage channel with a mobile bed*. Journal of Hydraulic Research 2004, 42 (2), 145-162.
- Yang, S. Q. *Interactions of boundary shear stress, secondary currents and velocity*. Fluid Dynamics Research 2005, 36 (3), 121-136.



**ESTADO DEL CONOCIMIENTO**

**2.1. Ecuaciones fundamentales del flujo en canales abiertos**

- 2.1.1. Estructura vertical del flujo
- 2.1.2. Patrón de circulación transversal
- 2.1.3. Anisotropía de la turbulencia en canales abiertos

**2.2. Flujo en canales simples**

- 2.2.1. Canales simples rectos
- 2.2.2. Canales simples meandriformes

**2.3. Flujo en canales compuestos**

- 2.3.1. Canales compuestos rectos
- 2.3.2. Canales compuestos meandriformes

**2.4. Bibliografía**



## 2.1. Ecuaciones fundamentales del flujo en canales abiertos

En este apartado se presentan las bases del movimiento del agua en lámina libre, que gobierna el flujo en tramos fluviales como el que se analiza en esta tesis. En primer lugar se resumen las ecuaciones generales del flujo y a continuación se abordan las formulaciones de los fenómenos particulares estudiados en esta tesis: la generación de vorticidad longitudinal y la anisotropía de la turbulencia.

El movimiento de cualquier fluido considerado *newtoniano* está gobernado por la ecuación de continuidad y las llamadas ecuaciones de Navier-Stokes. Su formulación, utilizando la notación de Einstein, es la siguiente:

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + \frac{\partial v_i v_j}{\partial x_j} = g_i - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad i, j = 1, 2, 3 \quad [2.1]$$

donde  $x_i$  representan las coordenadas espaciales,  $v_i$  y  $g_i$  son las componentes de la velocidad y la aceleración de la gravedad, respectivamente, en la dirección  $i$ ,  $p$  es la presión,  $\rho$  la densidad del fluido y  $\tau_{ij}$  el elemento correspondiente del tensor de tensiones  $\tilde{T}$ . Por lo tanto, este conjunto de ecuaciones iguala la aceleración local y convectiva del flujo a la acción de las fuerzas gravitatorias y de presión y los esfuerzos tangenciales debidos a fenómenos viscosos.

Para completar un sistema que permita obtener el valor de cuatro incógnitas (las tres componentes de la velocidad y la presión) se usa la ecuación de continuidad:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho \cdot v_i}{\partial x_i} = 0 \quad [2.2]$$

que para fluidos incompresibles se reduce a  $\frac{\partial v_i}{\partial x_i} = 0$ . Este sistema de cuatro ecuaciones presenta un alto grado de no-linealidad relacionado con el amplio rango de escalas temporales y espaciales presentes en el flujo (Pope, 2000). Existen soluciones analíticas para flujo laminar, pero lo cierto es que ese régimen no se desarrolla en condiciones naturales, sino que el movimiento del agua en ríos es, en la práctica totalidad de los casos, turbulento.

En este contexto, la resolución del sistema de ecuaciones presentado puede abordarse a través de métodos numéricos, si bien su coste computacional es muy elevado, especialmente para valores altos del número de Reynolds  $Re = \frac{vH}{\nu}$  ( $v$  y  $H$  son la velocidad y el calado característicos del flujo). La alternativa más extendida en hidráulica fluvial es el uso de la aproximación de Reynolds, basada en la descomposición de la velocidad y la presión en una componente media y otra de fluctuación:

$$v_i = \bar{v}_i + v'_i \quad [2.3]$$

$$p_i = \bar{p}_i + p'_i \quad [2.4]$$

Al introducir estas expresiones en la Ecuación 2.1 y aplicar las reglas de promediado de Reynolds (Monin y Yaglon, 1971) se obtienen las llamadas ecuaciones RANS (*Reynolds Averaged Navier Stokes*)

$$\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_i} = 0 \quad [2.5]$$

$$\underbrace{\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t}}_{\text{Aceleración local}} + \underbrace{v_i \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j}}_{\text{Aceleración convectiva}} = \underbrace{\tilde{g}_i}_{\text{Fuerzas gravitatorias}} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i}}_{\text{Fuerzas de presión}} + \underbrace{\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \overline{v'_i \cdot v'_j}}{\partial x_j}}_{\text{Fuerzas de turbulencia}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left( \bar{v} \cdot \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} \right)}_{\text{Fuerzas tangenciales viscosas}} \quad i, j = 1, 2, 3 \quad [2.6]$$

$$\tilde{T}' = -\rho \begin{pmatrix} \overline{v'_x \cdot v'_x} & \overline{v'_x \cdot v'_y} & \overline{v'_x \cdot v'_z} \\ \overline{v'_y \cdot v'_x} & \overline{v'_y \cdot v'_y} & \overline{v'_y \cdot v'_z} \\ \overline{v'_z \cdot v'_x} & \overline{v'_z \cdot v'_y} & \overline{v'_z \cdot v'_z} \end{pmatrix} \quad [2.7]$$

$$k = \frac{1}{2} \cdot (\overline{v'_x \cdot v'_x} + \overline{v'_y \cdot v'_y} + \overline{v'_z \cdot v'_z}) = \frac{1}{2} \cdot (\overline{v'^2_x} + \overline{v'^2_y} + \overline{v'^2_z}) \quad [2.8]$$

Esta formulación introduce 6 nuevas incógnitas en el sistema: las tensiones de Reynolds, que se recogen en el tensor  $\tilde{T}'$ . El valor de su traza es el doble de la llamada energía cinética turbulenta  $k$  (*TKE* por sus siglas en inglés). Puesto que sólo se dispone de cuatro ecuaciones para resolverlo, es necesario hacer uso de modelos de turbulencia (*turbulence closures*) que relacionen las tensiones turbulentas con características hidrodinámicas del flujo. De esta forma se dispone de la información necesaria para calcular las incógnitas existentes y es posible *cerrar* el sistema. A continuación se presentan las formulaciones, de la estructura vertical y transversal del flujo en lo que se refiere a velocidades y turbulencia. Por último, se plantea el concepto de anisotropía de la turbulencia y se presenta una formulación para su análisis.

### 2.1.1. Estructura vertical del flujo

La teoría de la energía en cascada formulada por *Kolmogorov (1941)* afirma que la turbulencia es extraída del flujo medio, transferida a remolinos (*eddies*) de menor tamaño y disipada en forma de calor en estructuras más pequeñas. Estos tres procesos definen los llamados rangos productivo, inercial y viscoso, y a su vez permiten caracterizar el patrón vertical y las escalas características para cada una de fracciones del flujo:

- i) En la región cercana a la pared (*wall region* o región interna) las escalas de velocidad y longitud características son  $u^*$  (velocidad de corte) y  $\nu/u^*$ .
- ii) En la zona de la superficie libre el flujo está caracterizado por su velocidad máxima  $v_{m\acute{a}x}$  y su calado  $H$ .
- iii) En la región intermedia la influencia de la superficie libre y del lecho es muy baja. Corresponde, en general, con el rango inercial, donde la producción de energía es igual a la disipación (*Nezu y Nakagawa, 1993*).

En esta tesis el análisis de resultados se centra en la región intermedia, que comprende la zona donde  $0.15 < z/H < 0.60$  y también el área de la región de pared en la que  $\frac{z}{\nu/u^*} > 50$ . Para un tramo recto con flujo turbulento, el perfil vertical de velocidades en la región logarítmica ( $z < 0.2 \cdot H$ ) sigue el siguiente patrón:

$$\frac{v_x}{u^*} = \frac{1}{K} \ln \frac{z}{k'_s} + B \quad [2.9]$$

donde:

$u^*$ : velocidad de corte

$K$ : Constante de Von Kármán

$k'_s$ : Rugosidad equivalente de Nikuradse, calculada como  $k'_s = 6.8 \cdot d_{50}$ , teniendo en cuenta que

$d_{50} = (n/0.062)^6$ , donde  $n$  es el coeficiente de Manning (*Julien, 1995*).

$B$ : Constante aditiva.

Los datos experimentales han demostrado que esta ley no es válida en la zona externa del flujo. *Coles (1956)* propuso la adición de una función de estela (*wake function*) a la fórmula logarítmica, de forma que refleje la aceleración del flujo en cotas cercanas a la superficie del agua. Por otra parte, como se comentará en el siguiente apartado, la existencia de células de circulación transversal genera el llamado *velocity dip* (*Yang et al., 2004*), que provoca el descenso de la posición de la velocidad máxima por debajo del nivel del agua. Diversos autores han llevado a cabo estudios para plantear nuevas formulaciones del perfil vertical de velocidades que tengan en cuenta este efecto (por ejemplo *Bonakdari et al., 2008; Termini y Greco, 2006; Yang, 2005a*).

En cuanto a las constantes que aparecen en la Ecuación 2.9, aunque son en principio universales, existe cierta falta de consenso en torno a su magnitud. Frente al valor tradicional  $K=0.41$  (*Nezu y Nakagawa, 1993*), algunos estudios recientes amplían el rango de variación de esta constante a 0.38-0.45 (*George, 2007*). El abanico de valores de  $B$  que se puede encontrar en la literatura es incluso mayor. Para flujos hidráulicamente rugosos el valor habitual es  $B = 8.5 \pm 0.2$  (*Song, 1994*). Sin embargo, otros estudios, como el ya mencionado de *George (2007)* lo sitúan entre 4 y 10.

Por último, la determinación de la velocidad de corte  $u^*$  (también denominada velocidad crítica o de fricción), constituye un aspecto crucial no sólo para definir la variación vertical del flujo, sino también en el análisis y comparación de resultados, puesto que se usa habitualmente como parámetro de adimensionalización. Existen diversos métodos para su cálculo (por ejemplo *Biron et al., 2004; Bagherimiyab y Lemmin, 2013*), algunos de ellos basados en el hecho de que  $u^*$  es la velocidad asociada a la tensión sobre el lecho de un canal

( $u^* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$ ). A continuación se enumeran algunos de esos métodos:

#### (i) Aproximación para flujo bidimensional uniforme.

Se propone calcular la velocidad de corte a partir de la tensión de fondo, usando la siguiente relación:

$$\tau_0 = \rho \cdot g \cdot R_h \cdot S \quad [2.11]$$

donde  $R_h$  es el radio hidráulico de la sección de estudio y  $S$  la pendiente motriz del tramo. Algunos autores (*Shiono y Muto, 1998; Blanckaert y de Vriend, 2004*) utilizan esta metodología, aproximando la pendiente motriz a la del fondo del canal.

#### (ii) Coeficiente de arrastre $C_d$ .

Este método consiste en parametrizar la tensión tangencial a través del llamado coeficiente de arrastre ( $C_d$ , *Williams, 1995*)

$$\tau_0 = \rho \cdot C_d \cdot v_m^2 \quad [2.12]$$

donde  $v_m$  es la velocidad media en la sección. La principal dificultad que presenta esta técnica es la estimación de  $C_d$ , puesto que se trata de un coeficiente variable (*Dietrich y Whiting, 1989*)

#### (iii) Método de la TKE y su modificación

(*Kim et al., 2000*) proponen un método de evaluación de la tensión de fondo a través del valor de la energía cinética turbulenta, y una modificación al mismo que solamente usa su componente vertical. Ambas ecuaciones están ajustadas por constantes ( $C_1$  y  $C_2$ ), y se usan habitualmente en el ámbito de la oceanografía (*Biron et al., 2004*).

$$\tau_0 = C_1 \cdot \rho \cdot \left( \overline{v_x'^2} + \overline{v_y'^2} + \overline{v_z'^2} \right) ; C_1 = 0.19 \quad [2.13]$$

$$\tau_0 = C_2 \cdot \rho \cdot \overline{v_z'^2} ; C_2 = 0.9 \quad [2.14]$$

**(iv) Ajuste logarítmico del perfil de velocidades (ley de la pared).**

Este método se basa en el uso de resultados experimentales de velocidades a lo largo de una vertical. La Ecuación 2.9 puede expresarse como

$$v_x = \frac{u^*}{K} \ln \frac{z}{k'_s} + u^* \cdot B = \frac{u^*}{K} \ln(z) - \frac{u^*}{K} \ln(k'_s) + u^* \cdot B = m \cdot \ln(z) + b \quad [2.15]$$

donde

$$m = \frac{u^*}{K} \quad [2.16]$$

$$b = m \cdot \ln(k'_s) + u^* \cdot B \quad [2.17]$$

Así, representando las velocidades frente a las cotas en escala logarítmica y ajustando el resultado a una recta, se puede obtener una estimación de la velocidad crítica, siempre que se disponga de un número suficiente de registros en el entorno del fondo del canal.

**(v) Coeficiente de fricción**

En este caso se relaciona la velocidad crítica con un coeficiente que evalúa la resistencia del flujo al movimiento. Los más comúnmente utilizados son los coeficientes de Manning ( $n$ ), Darcy-Weisbach ( $f$ ) y Chézy ( $C$ ). El primero de ellos se encuentra tabulado y las siguientes fórmulas lo relacionan con los otros dos (Julien, 1995):

$$C = \frac{R_h^{1/6}}{n} = \sqrt{\frac{8 \cdot g}{f}} \quad [2.18]$$

La expresión de la velocidad crítica en función del coeficiente de  $f$  es la siguiente:

$$u^* = \sqrt{\frac{f \cdot V_m^2}{8}} \quad [2.19]$$

En cuanto al patrón vertical de tensiones tangenciales, para flujo 2D uniforme en el plano  $xz$ , se puede obtener integrando las correspondientes ecuaciones *RANS* en el eje  $z$  e imponiendo tensión tangencial y presión nulas en la superficie. Puesto que en la capa externa los efectos viscosos son despreciables, se obtiene:

$$\tau_{xz} = \nu \cdot \frac{\partial v_x}{\partial z} - \rho \cdot \overline{v_x' v_z'} \approx -\rho \cdot \overline{v_x' v_z'} = \rho \cdot g \cdot H \cdot S_b \cdot \left(1 - \frac{z}{H}\right) \quad [2.20]$$

Este patrón supone una distribución de las tensiones tangenciales lineal con la altura. La tensión de fondo se puede calcular extrapolando linealmente la ecuación 2.20 hasta la cota  $z=0$ . Sin embargo, la variación del perfil vertical de velocidades con respecto al esquema logarítmico provoca cambios en el patrón de tensiones. Una descripción analítica de la tensión de Reynolds  $\tau_{xz}$  para canales rectos en régimen uniforme fue propuesta por Nezu y Nakagawa (1993). En el marco de las ecuaciones *RANS* y despreciando el efecto de las tensiones viscosas a cierta distancia del lecho se tiene:

$$\frac{\tau_{xz}}{\rho} = -\overline{v_x' v_z'}(z) = \underbrace{g \cdot S_b \cdot (H - z)}_{\text{Término gravitacional}} - \underbrace{\int_z^H \overline{v_z} \cdot \frac{\partial \overline{v_x}}{\partial z} dz - \int_z^H \overline{v_y} \cdot \frac{\partial \overline{v_x}}{\partial y} dz - \int_z^H \frac{\partial \overline{v_x' v_y'}}{\partial y} dz}_{\text{Términos generados por las corrientes secundarias}} \quad [2.21]$$

Esta ecuación señala que las tensiones de Reynolds se desvían de la relación lineal comentada antes debido a la presencia de corrientes secundarias. En este caso no sería correcta una estimación de la tensión de fondo a través de la extrapolación lineal de la fórmula, puesto que existen otras componentes además del término gravitatorio.

### 2.1.2. Patrón de circulación transversal

En un canal abierto puede decirse que el sistema de ecuaciones *RANS* sirve para determinar la parte irrotacional del flujo, generada por la diferencia de presiones (*Blanckaert y de Vriend, 2004*). En cuanto a la fracción rotacional, es independiente de la presión y se cuantifica a través de un parámetro escalar: la vorticidad longitudinal  $\Omega_s$ . Para su cálculo en esta tesis se utiliza un sistema de coordenadas curvilíneo  $\{s, n, z\}$  como el esquematizado en la Figura 2.1, en el que el eje  $s$  sigue la dirección longitudinal del canal, el eje  $n$  la transversal y el eje vertical  $z$  tiene la dirección de la aceleración de la gravedad. Tomando esa referencia, la vorticidad longitudinal se define como:

$$\Omega_s = \frac{\partial v_z}{\partial n} - \frac{\partial v_n}{\partial z} \quad [2.22]$$

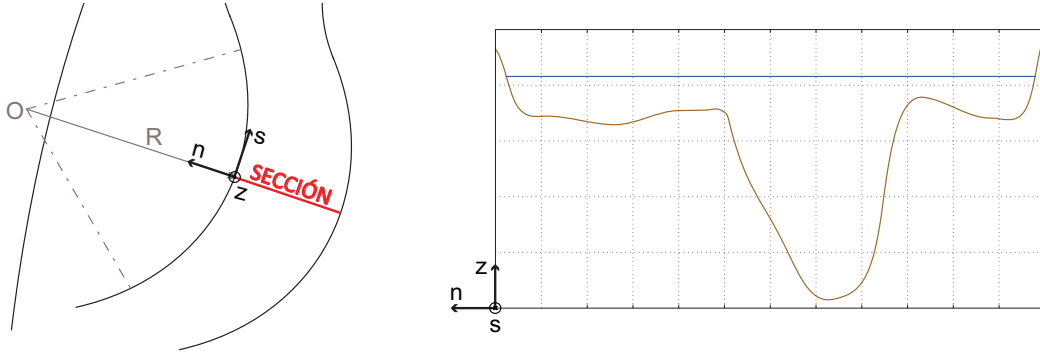


Figura 2.1. Localización y orientación de los ejes curvilíneos  $(s, n, z)$  para una sección genérica

$\Omega_s$  cuantifica la magnitud y orientación de las corrientes secundarias. Su origen puede residir tanto en factores morfológicos (corrientes de primer tipo de Prandtl) como turbulentos (corrientes de segundo tipo de Prandtl) (*Bradshaw, 1987*). La magnitud de las primeras puede alcanzar hasta un 20-30% del flujo principal medio, mientras que la de las generadas por fenómenos turbulentos está en torno al 5% (*Rozovskii, 1957; Nezu y Nakagawa, 1993; Detert, 2008*). Para profundizar en los fenómenos que generan o disipan el flujo transversal resulta interesante recurrir a la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal, que se obtiene al eliminar, por diferenciación cruzada, la presión de las ecuaciones *RANS*. Su formulación para un sistema curvilíneo es la siguiente (*Blanckaert y de Vriend, 2004*):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Omega_s}{\partial t} = & \underbrace{- \left[ \frac{1}{1 + \frac{n}{R}} \bar{v}_s \frac{\partial \Omega_s}{\partial s} + \bar{v}_n \frac{\partial \Omega_s}{\partial n} + \bar{v}_z \frac{\partial \Omega_s}{\partial z} \right]}_{A1} + \underbrace{\frac{1}{1 + \frac{n}{R}} \Omega_s \frac{\partial \bar{v}_s}{\partial s}}_{A2} + \underbrace{\left\{ - \frac{1}{1 + \frac{n}{R}} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\bar{v}_s^2}{R} \right) + \frac{1}{1 + \frac{n}{R}} \frac{\bar{v}_n \Omega_s}{R} + \left[ \frac{1}{1 + \frac{n}{R}} \frac{\partial \bar{v}_n}{\partial s} \frac{\partial \bar{v}_s}{\partial z} - \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial s} \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{1}{1 + \frac{n}{R}} \bar{v}_s \right) \right] \right\}}_{A3} \\ & \underbrace{- \frac{1}{1 + \frac{n}{R}} \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{\bar{v}_s'^2}{R} \right)}_{A4} + \underbrace{\frac{\partial^2}{\partial z \partial n} (\bar{v}_n'^2 - \bar{v}_z'^2) + \frac{1}{1 + \frac{n}{R}} \frac{1}{R} \frac{\partial \bar{v}_n'^2}{\partial z}}_{A5} + \underbrace{\left\{ \frac{1}{1 + \frac{n}{R}} \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{1}{1 + \frac{n}{R}} \frac{\partial}{\partial n} \right) \right\} \left[ \left( 1 + \frac{n}{R} \right) \bar{v}_n' \bar{v}_z' \right]}_{A6} + \underbrace{\left[ \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{1 + \frac{n}{R}} \frac{\partial \bar{v}_s' \bar{v}_n'}{\partial s} \right) - \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{1}{1 + \frac{n}{R}} \frac{\partial \bar{v}_s' \bar{v}_z'}{\partial s} \right) + \nu \left[ \nabla^2 \Omega_s + \frac{2}{\left( 1 + \frac{n}{R} \right)^2} \frac{1}{R} \frac{\partial \Omega_s}{\partial s} - \frac{1}{R^2} \Omega_s \right] \right]}_{A7} \quad [2.23] \end{aligned}$$

El término a la izquierda de la igualdad es la variación temporal de la vorticidad longitudinal, mientras que cada término del lado derecho de la ecuación hace referencia a un fenómeno de generación o redistribución de la vorticidad longitudinal, tal y como detallan varios autores (*Schlichting, 1979; Bradshaw, 1987; Blanckaert y de Vriend, 2004*). A continuación se clasifican esos términos según su efecto y naturaleza y se resume la interpretación física de cada uno de ellos.

#### Términos de transporte de vorticidad longitudinal

- i) **A1:** Transporte **advectivo** de  $\Omega_z$ .

#### Términos de generación/disipación de vorticidad longitudinal

- ii) **A2:** Amplificación de los vórtices debido a su **estiramiento**.  
 iii) **A3:** Generación/disipación de vorticidad longitudinal inducida por la **curvatura** del canal (se corresponde con las corrientes transversales de primer tipo de Prandtl).  
 iv) **A4:** Término **centrífugo** relacionado con la **turbulencia**.  
 v) **A5:** Generación/disipación de vorticidad longitudinal debida a la influencia de las **tensiones turbulentas en el plano transversal** (corrientes transversales de segundo tipo de Prandtl).  
 vi) **A6:** Generación/disipación de vorticidad longitudinal debida a la influencia de las **tensiones turbulentas de dirección longitudinal**.  
 vii) **A7:** Disipación por **fenómenos viscosos**.

El término A1 recoge el efecto del patrón hidrodinámico en la distribución de la vorticidad. No implica la generación y/o disipación de vórtices sino su redistribución a lo largo de la sección transversal: la propia velocidad del flujo transporta, sin variar sus características, los vórtices existentes. En cuanto a los términos que generan o disipan vorticidad longitudinal, el primero de ellos (A2) tiene en cuenta el efecto conocido como *vortex stretching*: se trata del estiramiento o encogimiento de los vórtices a lo largo de su eje debido a los aumentos y disminuciones de la velocidad en esa dirección. Esta variación en la geometría del vórtice modifica también su intensidad. El término A3 agrupa diversos factores relacionados con la curvatura del canal en la sección de estudio. Los dos primeros cuantifican, respectivamente, la influencia de la fuerza centrífuga y de la circulación transversal  $v_n$  en la generación de vorticidad longitudinal. En cuanto al tercero, evalúa la generación de vorticidad longitudinal debida a los gradientes de velocidad en las direcciones longitudinal y transversal.

El término A4 está influenciado tanto por la curvatura ( $\frac{\partial}{\partial n} \frac{1}{R}$ ) como por la turbulencia ( $\overline{v_s'^2}$ ), aunque no permite diferenciar la fracción de circulación generada por cada uno de esos factores. Los términos A5 y A6 de la ecuación están directamente relacionados con la turbulencia: el primero hace referencia a la vorticidad longitudinal generada por las tensiones turbulentas con componentes en el plano transversal ( $\overline{v_n'}$  y/o  $\overline{v_z'}$ ) mientras que A6 se refiere a las que tienen componente longitudinal ( $\overline{v_s'}$ ) y a su gradiente en ese eje. Por último, el término A7 refleja la influencia de los efectos viscosos en la disipación de vorticidad. Se espera por lo tanto que su valor sea más relevante en el entorno de las paredes del modelo.

### 2.1.3. Anisotropía de la turbulencia en canales abiertos

Como se ha comentado, el término A6 de la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal evalúa la anisotropía de la turbulencia en la sección transversal, que puede estar condicionada por la cercanía a bordes sólidos o a la superficie libre. Por otra parte, según la teoría de *Kolmogorov (1941)* la turbulencia en las escalas disipativas es isotrópica y su estructura es universal para cualquier tipo de flujo. Sin embargo, en términos de macroescalas espaciales y flujo medio, la turbulencia puede ser anisotrópica debido a la presencia de fronteras sólidas. Para analizar estos fenómenos puede calcularse el tensor  $\tilde{B}' = \{b_{ij}\}$ , definido como la parte no isotrópica del tensor de tensiones de Reynolds.



$$b_{ij} = \frac{\overline{v'_i \cdot v'_j}}{2k} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \quad [2.24]$$

donde  $\delta_{ij}$  es la función del Delta de Kronecker. Según el teorema de Cayley-Hamilton (Chassaing, 2000),  $b_{ij}$  tiene dos invariantes independientes no nulos, que son:

$$II = b_{ij}b_{ji} \quad [2.25]$$

$$III = b_{ik}b_{kj}b_{ji} \quad [2.26]$$

El valor de estos invariantes es, por definición, independiente del sistema de coordenadas utilizado. Esta idea sirve como base para la teoría de Lumley y Newman (1977), que permite caracterizar la anisotropía de la turbulencia con independencia del sistema de referencia utilizado. El dominio de los valores que pueden tomar  $II$  y  $III$  se reduce al interior de un triángulo curvo, representado en la Figura 2.2. Sus límites definen varios estados turbulentos característicos: en primer lugar, el origen del gráfico ( $II=0$ ,  $III=0$ ) corresponde a la turbulencia tridimensional isotrópica, para la que las tensiones tangenciales son nulas y las tres tensiones normales son iguales. La transición de la turbulencia 3D a la 2D está delimitada por dos estructuras características. La denominada *turbulencia pancake* lleva ese nombre porque representa una situación en la que dos de las componentes de la fluctuación son iguales y sensiblemente mayores que la tercera. La forma de un volumen definido por los puntos  $(v'_i, v'_j, v'_k)$  recuerda a la de un *pancake*. Con el mismo razonamiento se define la *turbulencia cigar* como aquella en la que dos de las componentes de la fluctuación son iguales y sustancialmente menores que la tercera. Ambos estados son considerados como transiciones. El primero de ellos es el paso de la turbulencia tridimensional a la bidimensional isotrópica (si la menor de las componentes desaparece), que se encuentra representada por la recta que limita superiormente el triángulo de Lumley. Por su parte, si una estructura tridimensional *cigar-shaped* se extruye sobre su eje acaba por convertirse en una línea, y por lo tanto en un estado 1D, que se materializa en la gráfica en el vértice superior del triángulo. Cualquier estado de turbulencia está enmarcado dentro de los límites de la gráfica de Lumley. Puede decirse que, en ella, el valor de  $-II$  representa el grado de anisotropía y el de  $III$ , su naturaleza (Smalley et al, 2002).

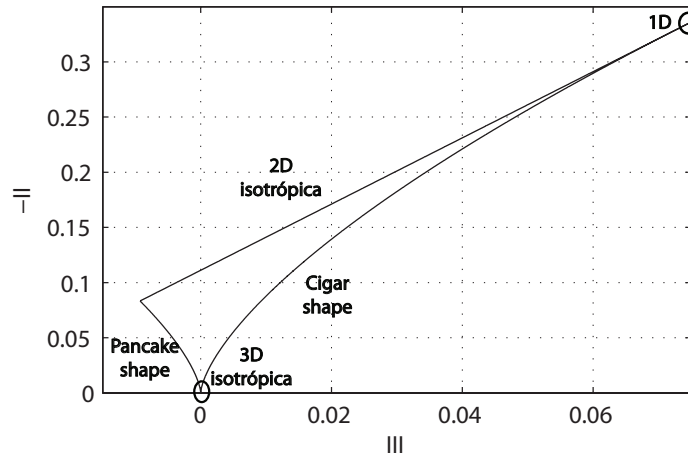


Figura 2.2. Triángulo de Lumley. Adaptado de Lumley & Newman (1977)

El análisis de la anisotropía de la turbulencia según esta metodología puede ser de ayuda para identificar las fronteras, sólidas o hidrodinámicas, que condicionan el flujo y también para evaluar su evolución a lo largo de distintas direcciones dentro de una sección transversal.

## 2.2. Flujo en canales simples

El flujo en canales que no cuentan con llanuras de inundación laterales está condicionado principalmente por las características morfológicas del tramo: la pendiente longitudinal, la forma en planta y la geometría de la sección transversal. En general, ninguna de ellas es constante en canales naturales. La geometría en planta se define a través del radio de curvatura  $R$  y la sinuosidad  $s = L_m/\lambda$ , donde  $L_m$  es la longitud del meandro medida sobre el cauce medio y  $\lambda$  es su longitud de onda. En cuanto al plano transversal, su forma puede variar desde secciones rectangulares hasta prismáticas con paredes inclinadas o totalmente irregulares. En tramos curvos, la propia hidrodinámica hace que la geometría transversal varíe a lo largo del canal. Para caracterizarla suele usarse la relación entre el ancho del canal ( $B$ ) con su calado ( $H$ ), conocida como *aspect ratio* ( $B/H$ ). A continuación se resumen los procesos principales presentes para los casos de canales rectos y meandriformes, suponiendo siempre que el flujo se desarrolla en régimen permanente ( $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ ).

### 2.2.1. Canales simples rectos

A pesar de que no existen efectos de curvatura en este tipo de tramos (radio  $R=\infty$ ) la estructura hidrodinámica del flujo es tridimensional. Para una sección simétrica la velocidad transversal se anula en la zona central del canal. Sin embargo, fuera de esa área aparecen circulaciones transversales por efecto de las paredes y de la propia turbulencia del flujo. El patrón que siguen esas corrientes varía con el *aspect ratio* ( $B/H$ ). Así, se puede establecer la siguiente clasificación, cuya transición ha sido situada por varios autores en valores de  $B/H$  entre 5 y 10 (Rodríguez y García, 2008; Nezu y Rodi, 1985):

- i) Canales estrechos (Figura 2.3). El efecto de la superficie libre no tiene la misma magnitud que el de las paredes sólidas del canal. Esta diferencia provoca una distribución asimétrica de las tensiones tangenciales, y por lo tanto la aparición de una célula de circulación transversal.
- ii) Canales anchos (Figura 2.4). El ancho de la sección permite el desarrollo de distintas células de recirculación a lo largo de la misma. El flujo se organiza en franjas horizontales que alternan velocidades altas y bajas. Las zonas donde se localizan los máximos no coinciden necesariamente con el centro del canal (McGahey, 2006).

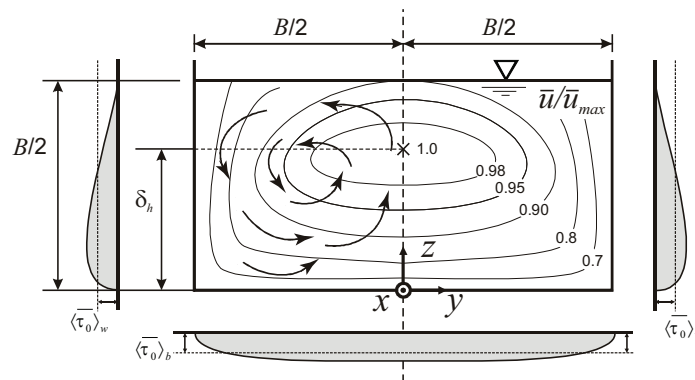


Figura 2.3. Distribución ideal de las corrientes secundarias y tensiones tangenciales sobre las paredes en un canal recto estrecho ( $B/H = 2$  con flujo uniforme. (Anta, 2009, adaptado de Detert, 2008)

La distribución ideal de tensiones tangenciales en una sección rectangular estrecha de un tramo simple recto está representada en la Figura 2.3. Se trata de un patrón simétrico con respecto al eje  $z$  pero no en relación al plano  $z = H/2$ , puesto que el efecto de la superficie libre no es el mismo que el del fondo del canal. Esto provoca un movimiento de agua hacia la zona superior de la sección y de ahí hacia su centro, generándose una corriente que desplaza al agua en el plano  $zy$  hacia las esquinas. La presencia de células de circulación

transversal inducirá la aparición del efecto *velocity dip* ya comentado, modificando el perfil de velocidades y tensiones tangenciales. Se observa, por lo tanto, que los patrones de ambas variables se ven afectados por la presencia de corrientes secundarias en una sección, sea ésta considerada estrecha o ancha (Yang y Lee, 2007).

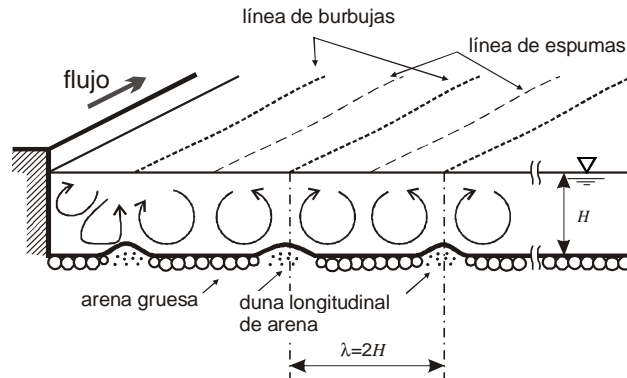


Figura 2.4. Esquema de flujo y patrones de corrientes secundarias y dunas en un río ancho (Nezu, 2005)

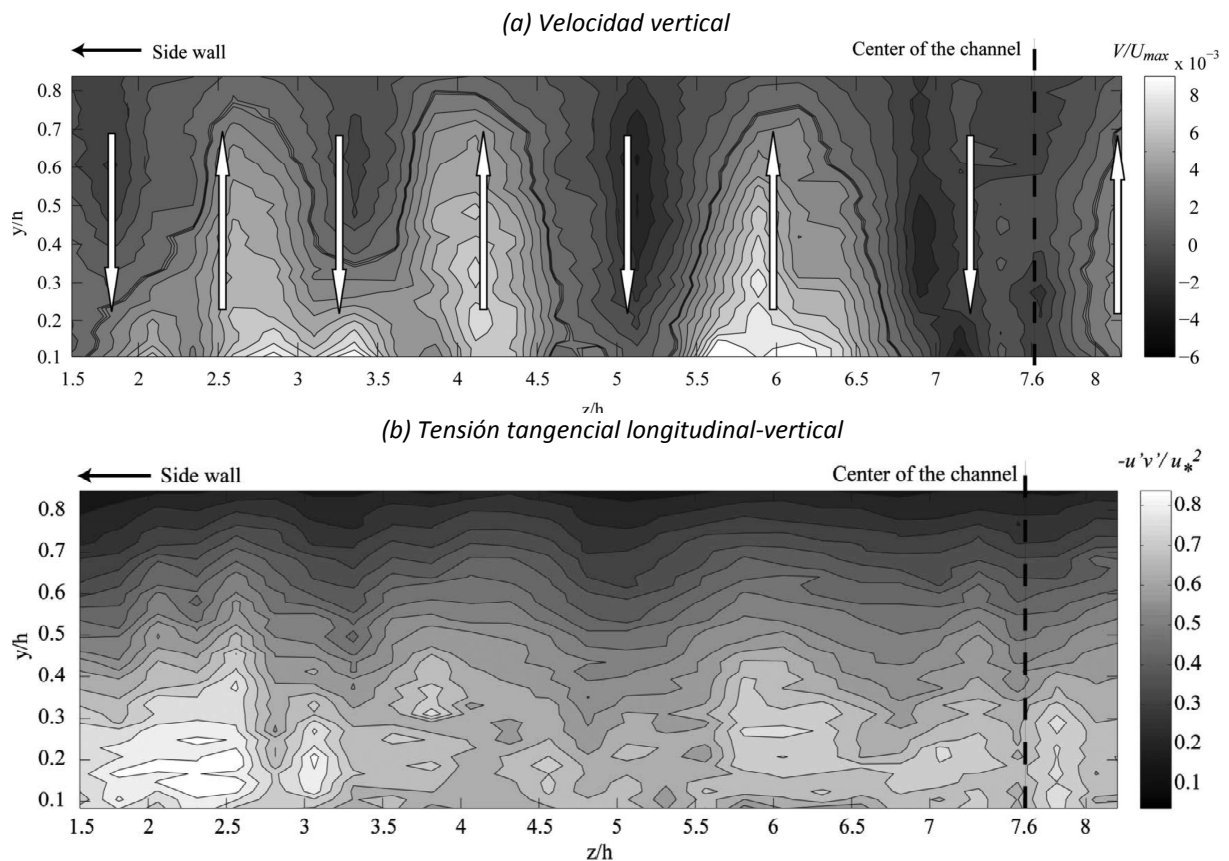


Figura 2.5. Contornos de velocidad vertical  $v_z$  (a) y tensión de Reynolds  $\tau_{xz}$  (longitudinal-vertical) en un canal recto ancho ( $B/H=15$ ) (Albayrak y Lemmin, 2011)

Albayrak y Lemmin (2011) analizaron experimentalmente el patrón de flujo en planta y corrientes secundarias en un canal simple recto con sección ancha sobre lecho rugoso en condiciones de flujo turbulento. Comprobaron el desarrollo de varias células de circulación transversal –cuyo número depende de la relación entre el ancho del canal y el calado- a lo largo de la sección (Figura 2.5 a), lo que confirma el patrón presentado en la Figura 2.4. Cada uno de esos núcleos define, de forma alterna, una zona de corrientes ascendentes (*upwelling*) y descendentes (*downwelling*), que se corresponden con áreas de tensión tangencial e intensidad turbulenta alta y baja, respectivamente (Figura 2.5 b).

Puesto que se está analizando un tramo recto, todas las corrientes secundarias referenciadas son de segundo tipo de Prandtl. Así, en la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal, los términos  $A3$  y  $A4$  y varios de los subterminos de  $A5$  y  $A7$  se anulan para el caso de  $R=\infty$ , de forma que son las variables relacionadas con la turbulencia las que provocan la generación y/o disipación de células de flujo transversal.

En cuanto a la anisotropía de la turbulencia, (Smalley et al., 2002) aplicaron la técnica de los invariantes a resultados numéricos y experimentales de flujos turbulentos cercanos a la pared de un canal recto. Estos autores concluyen que el aumento de la rugosidad disminuye el nivel de anisotropía, si bien sus resultados se limitan a posiciones muy cercanas a las fronteras sólidas del canal.

### 2.2.2. Canales simples meandriiformes

La dinámica típica en canales curvos es un movimiento en espiral forzado principalmente por la fuerza centrífuga (Muto, 1996). La Figura 2.6 esquematiza los principales procesos longitudinales y transversales que lo caracterizan. Se observa la aceleración del flujo principal en la zona externa de la curva y la aparición de una célula de recirculación principal donde el agua se mueve hacia el exterior de la curva en la zona superior y en la inferior se desplaza hacia su centro. Se aprecia también la aparición de una célula transversal de sentido contrario y de menor magnitud situada en la esquina superior externa de la sección.

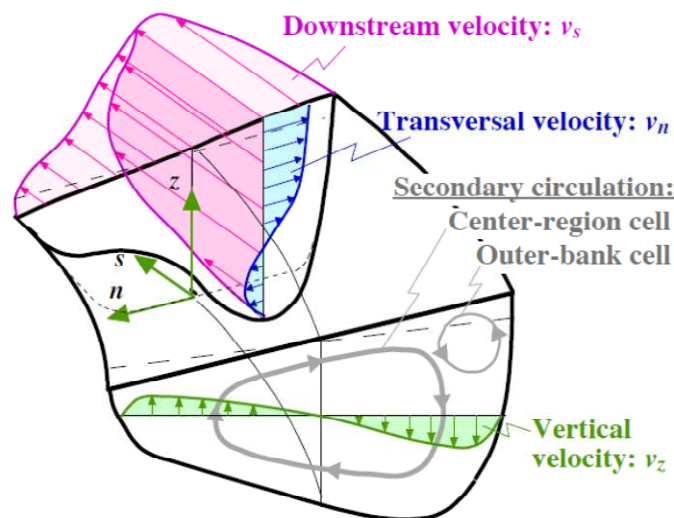


Figura 2.6. Esquema del flujo longitudinal y transversal en un canal curvo (Blanckaert, 2002)

En este tipo de canal aparecerán corrientes secundarias tanto de primer como de segundo tipo de Prandtl. La magnitud de las primeras es mayor y varía, como la fuerza centrífuga, con la velocidad longitudinal y el radio. Aparecen al aumentar  $R$  y se incrementan a lo largo de la curva. Al hacerse ésta más suave, desaparecen por el proceso inverso después de un cierto tramo recto. Van Balen (2011) simuló numéricamente la evolución del flujo en un canal de ancho  $B=1.3$  m a lo largo de una curva de radio  $R=1.7$  m y un desarrollo de  $193^\circ$ . A la vista de los resultados, sitúa en  $60^\circ$  desde el inicio de la curva la posición para la que las corrientes secundarias son máximas. Blanckaert (2009) denomina este hecho *saturación del flujo transversal y la turbulencia* para curvas muy pronunciadas.

En cuanto a la célula de recirculación externa, numerosos estudios han tratado de explicar su origen. Aunque su tamaño y magnitud son pequeños en comparación con la principal, tiene gran importancia, ya que protege las márgenes externas frente a procesos de erosión (Blanckaert & Graf 2004). Los resultados experimentales que la caractericen son escasos. Algunos ejemplos los constituyen los trabajos de Blanckaert & Graf 2001,

*Blanckaert 2002a, b* y *Booij 2003*. Su aparición está relacionada tanto con la curvatura del canal como con la turbulencia, puesto que se ha identificado en flujos curvos laminares y turbulentos rectos. *Blanckaert y de Vriend (2004)* la relacionan con el transporte de energía cinética desde el flujo turbulento al medio.

El patrón de tensiones, como se ha comentado, se ve afectado por la existencia de corrientes secundarias en el canal. En la medida en que el flujo transversal aumenta, la modificación sobre el patrón en flujo recto es mayor. Por otra parte, las corrientes secundarias inducen el incremento de la componente lateral de la tensión de fondo, lo que hace que su valor total aumente (*Muto, 1996*). Por lo tanto todas las componentes de la tensión tangencial deben ser tenidas en cuenta puesto que su magnitud puede adquirir gran relevancia.

Los procesos de redistribución del flujo y la turbulencia en curvas simples son de gran complejidad y han sido estudiados por multitud de autores. En el ámbito experimental pueden mencionarse los trabajos doctorales de *Blanckaert (2002)* para curvas aisladas y *Muto (1996)* para sucesiones de varias. Ambos realizaron registros de detalle de velocidades tridimensionales en una o varias secciones de un canal curvo y extrajeron a partir de su análisis conclusiones sobre el patrón de tensiones y turbulencia. Además, *Blanckaert y de Vriend (2004)* presentan un estudio sobre la generación de corrientes secundarias en una curva, cuantificando el valor de diversos términos de la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal. Concluyen que la célula de recirculación principal está generada por el balance entre la fuerza centrífuga y la disipación de tensiones tangenciales, y que su magnitud depende del gradiente vertical de la velocidad longitudinal. En el caso de una curvatura muy pronunciada el término la advección de corrientes secundarias adquiere gran relevancia y condiciona el patrón de velocidades y turbulencia.

Por último, cabe destacar que *Van Balen (2011)* presenta un análisis de la anisotropía de la turbulencia para las condiciones de ensayo ya comentadas. Se trata de resultados numéricos en los que el autor observa distribuciones tipo *cigar* en el tramo recto de entrada, mientras que a lo largo de la curva se observa una tendencia hacia la turbulencia isotrópica, que desaparece gradualmente al alcanzar el tramo recto de salida.

### 2.3. Flujo en canales compuestos

Este tipo de canales consta de dos secciones diferenciadas: el canal principal, más profundo, y las llanuras de inundación adyacentes, que normalmente alternan fases en las que están secas con otras en las que se inundan. En muchos casos las llanuras se encuentran abrazadas lateralmente por protecciones o motas, que pueden presentar ancho constante o variable (*Muto, 1996*). En general, una peculiaridad que presentan los canales compuestos es la heterogeneidad entre las características físicas de las dos zonas mencionadas. *Bousmar et al. (2012)*, evaluaron la influencia del aumento de la rugosidad en las llanuras de inundación, puesto que la presencia de vegetación puede diferenciar mucho su resistencia al flujo de la del canal principal. Existen además resultados recientes relativos a canales vegetados, por ejemplo *Schröder et al. (1991)*, *Sanjou y Nezu (2011)* y *Ricardo et al. (2012)*, que exceden el ámbito de estudio de esta tesis.

Para la caracterización de tramos compuestos pueden usarse métodos de ponderación, que permiten tener en cuenta la heterogeneidad mencionada en el cálculo de parámetros como la rugosidad. También es necesario definir, además de los parámetros ya comentados (radio de curvatura  $R$ , sinuosidad  $s$  y *aspect ratio*  $r$ ) una nueva variable: la sumergencia  $D_r$ , que relaciona el calado en las llanuras ( $h$ ) con el existente en el cauce principal ( $H$ ), de forma que  $D_r = h/H$ .

La aparición de flujo en llanura hace que la complejidad hidrodinámica aumente, incluso para canales rectos o de curvatura moderada (*Knight et al. 2009*). La diferencia de velocidades entre el canal principal y el flujo en llanura puede generar la aparición de capas de corte laterales muy pronunciadas. Como consecuencia de esto, aparecen vórtices horizontales (de eje vertical) que se trasladan a lo largo del tramo.

En el caso de tramos rectos la diferencia de velocidad entre el cauce principal y las llanuras genera un esfuerzo tangencial entre ambas zonas, mientras que en tramos curvos el ángulo entre cauce y llanura y el calado son

determinantes en la aparición de una capa de corte vertical. Por lo tanto los mecanismos de generación de tensiones en ambos tipos de canales son diferentes (Shiono y Muto, 1998), y se estudian de forma separada a continuación. El detalle del análisis y resultados presentados en este apartado se puede encontrar en libro de Ikeda y McEwan (2009), que realiza una revisión de los trabajos más relevantes relativos al flujo y transporte de sedimentos en canales compuestos.

### 2.3.1. Canales compuestos rectos

En este apartado se resumen las características hidrodinámicas principales del flujo en canales compuestos rectos, en los que las direcciones del cauce principal y las llanuras de inundación son paralelas. En ellos se identifican vórtices de eje vertical provocados por la diferencia de velocidad entre ambas zonas, cuyo tamaño aumenta con la distancia al fondo. Por otra parte, se observan los vórtices de eje longitudinal -desarrollo en el plano transversal- que se han comentado para el caso de canales rectos. La Figura 2.7 presenta un esquema de la interacción entre ambos.

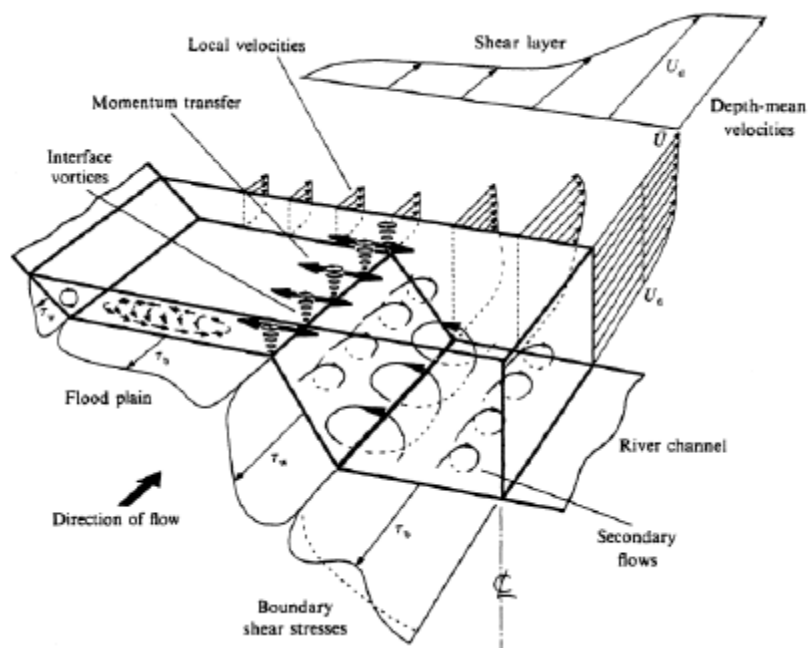


Figura 2.7. Mecanismos hidrodinámicos principales en canales compuestos (Knight y Shiono, 1996)

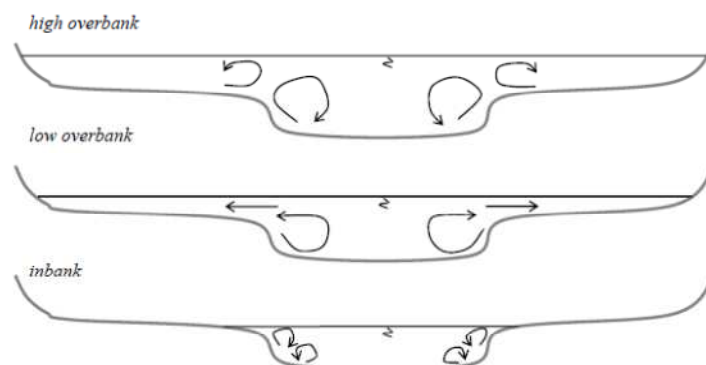


Figura 2.8. Variaciones en la estructura de las corrientes secundarias con la sumergencia en un canal recto (McGahey, 2006)

Igual que en el caso de canales simples rectos, las corrientes secundarias existentes son de segundo tipo de Prandtl. *McGahey (2006)* esquematizó la influencia que la sumergencia tiene en el patrón de circulación transversal (Figura 2.8). Se observa un cambio en el sentido de las células de circulación transversal entre el caso de flujo de desbordamiento (sólo en el cauce principal) y la inundación de baja sumergencia, y un segundo cambio al aumentar el calado total.

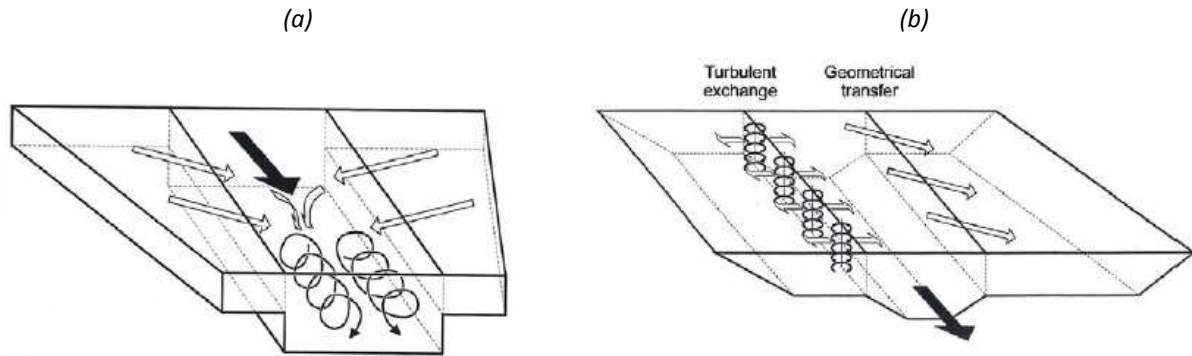


Figura 2.9. Esquema del flujo en canales compuestos con llanuras de inundación convergentes (a) y divergentes (b) (*Bousmar, 2002*)

Aunque se han definido los canales compuestos rectos como aquéllos en los que las orientaciones del canal principal y de las llanuras de inundación coinciden, esta casuística rara vez se encuentra en sistemas naturales. El caso de llanuras de inundación oblicuas se aproxima más al de un río real e introduce modificaciones en las dinámicas comentadas, en concreto en el intercambio de masa entre el cauce y las llanuras de inundación. *Bousmar (2002)* y *Cheblek et al. (2010)* analizaron las estructuras inducidas por la variación en el ancho de las llanuras (Figura 2.9), que en resumen incrementan la turbulencia del flujo debido a la interacción horizontal extra que inducen.

En el caso de llanuras convergentes, se genera una corriente transversal en la llanura que entra en el canal principal formando vórtices longitudinales. Esos remolinos impactan con el fondo del canal y siguen girando hacia las paredes del canal, formando así una estructura helicoidal que se desplaza en dirección longitudinal por el canal principal, rotando en torno a su eje. Para llanuras divergentes, sin embargo, se produce una transferencia de momento desde el canal principal a las llanuras de inundación. El flujo en la llanura que se ensancha se ve acelerado por el procedente del cauce principal y, como consecuencia de esto, la transferencia lateral de momento aumenta.

Algunos ejemplos de estudios experimentales sobre la hidrodinámica de canales compuestos son los trabajos de *Shiono y Knight (1991)*, *Bousmar y Zech, (1999, 2002 y 2004)*, *Bousmar (2002)*, *Van Prooijen (2004)* o *Koziol (2013)*. A través de sus resultados se pueden observar los patrones comentados y evaluar la distribución de velocidades, tensiones e intensidades turbulentas en canales compuestos rectos. Diversos autores han desarrollado también estudios en el ámbito numérico para este tipo de canales (algunos de los más recientes son los de *Kara et al., 2012*; *Xie et al., 2013*) si bien resulta muy complicado incluir en los modelos numéricos las características hidrodinámicas detectadas en laboratorio (*Tominaga y Knight, 2004*). A continuación se presentan los resultados más significativos obtenidos a través de estudios en laboratorio.

La Figura 2.10 muestra los resultados de los registros de velocidad longitudinal en un ensayo en un canal compuesto recto para un valor de sumergencia de 0.5 (*Nezu, 1996*). Su patrón es claramente simétrico, y se observa la diferencia de velocidades entre el cauce principal y las llanuras de inundación. Aunque existen máximos relativos en el centro de ambas zonas, la magnitud de la velocidad en el canal principal es mayor que en las llanuras.



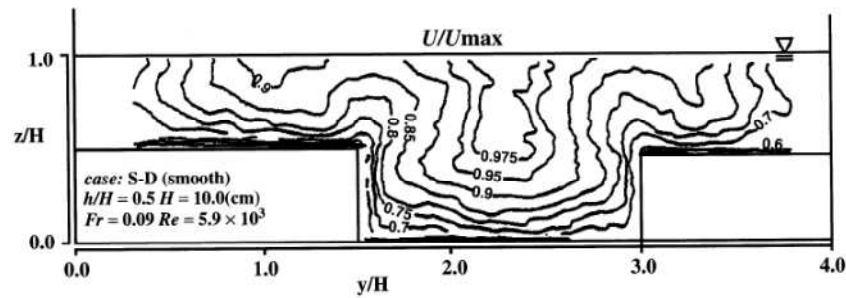


Figura 2.10. Contornos de velocidad longitudinal para una sección rectangular de un canal compuesto recto con llanuras lisas (Nezu, 1996)

El trabajo de Nezu *et al* (1999, Figura 2.11) confirma que el patrón de corrientes secundarias varía con la sumergencia, tal y como se comentó previamente en este apartado. Los patrones de flujo transversal representados son coherentes con los medidos por Nezu y Rodi (1985) y muestran una célula de circulación superior y otra inferior. El tamaño del vórtice de superficie aumenta al incrementarse la sumergencia (esto se observa principalmente al comparar las gráficas *a* y *b* de la Figura 2.11). Para calados mayores, su sentido de circulación en el canal principal va del contacto con la llanura hacia la superficie libre. La importancia del flujo transversal disminuye a medida que la distancia a la zona de contacto entre cauce y llanura aumenta, lo que sugiere que estas corrientes no sólo se deben a la anisotropía de la turbulencia inducida por la superficie libre sino a la propia interacción entre el cauce y las llanuras (Knight *et al.* 2009).

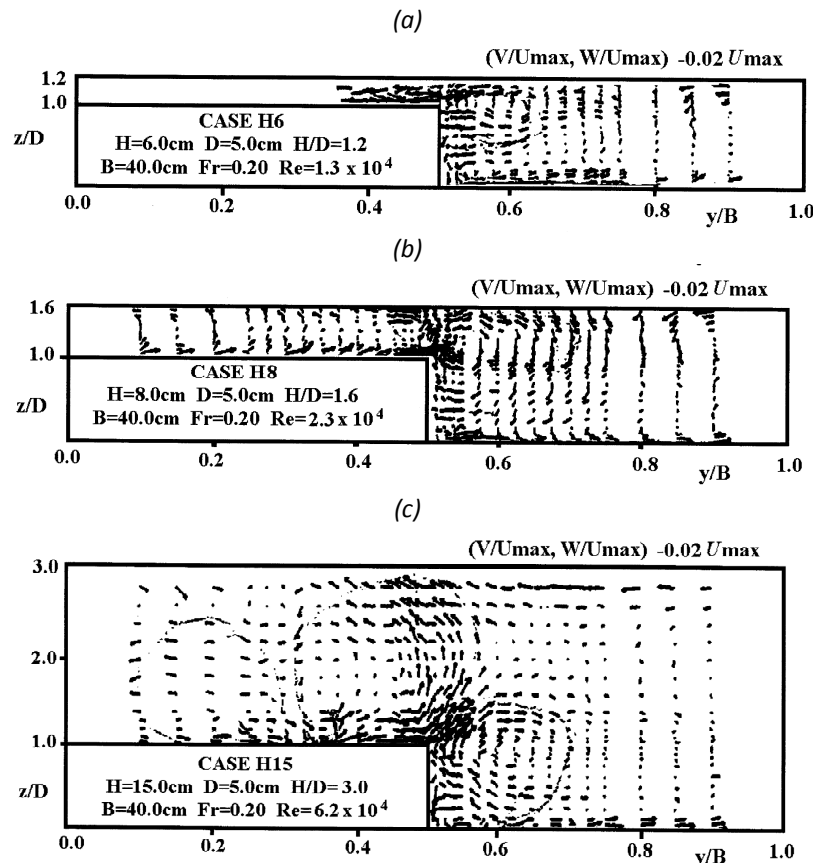


Figura 2.11. Corrientes secundarias para ensayos en un canal compuesto recto con llanuras lisas para sumergencias  $D_r=0.17$  (a),  $D_r=0.38$  (b) y  $D_r=0.67$  (c) (Nezu *et al.* 1999).



*Ikeda et al. (1995a)* analizaron la relación entre los patrones hidrodinámicos horizontal y transversal en un canal compuesto recto. Concluyeron que en las llanuras de inundación predomina el flujo bidimensional, salvo por la presencia de algunas estructuras 3D cerca de su contacto con el canal principal. Ese patrón horizontal tiene relación con el de corrientes secundarias, especialmente en el caso de sumergencias bajas (aproximadamente cuando la altura del cauce supone más del 70% del calado total, *Nezu et al. 2000*).

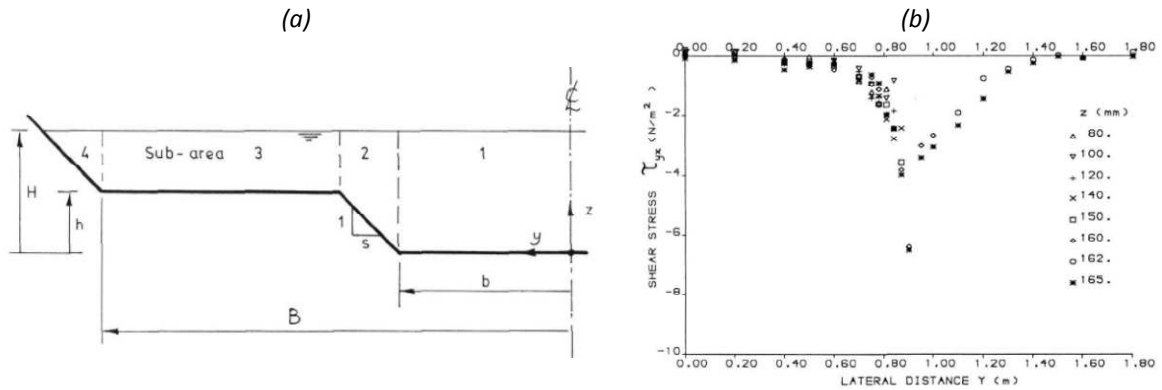


Figura 2.12. Tensiones tangenciales en la mitad de una sección trapezoidal simétrica de un canal compuesto recto. Esquema de la sección (a) y valores de  $\tau_{xy}$  (longitudinal-transversal) a diferentes cotas (*Knight y Shiono, 1990*)

En cuanto a las tensiones tangenciales, los resultados de *Knight y Shiono (1990)* (Figura 2.12 b) muestran la distribución de  $\tau_{xy}$  a lo largo de la dirección transversal de la mitad de una sección trapezoidal de un canal compuesto recto. En  $y=0$  (esto es, el centro del canal) el valor de la tensión horizontal es nulo, como cabe esperar de una sección simétrica. Para  $0.5 < y < 1.5$  m es evidente la existencia de una capa de corte horizontal en la que  $\tau_{xy}$  adquiere un valor muy relevante.

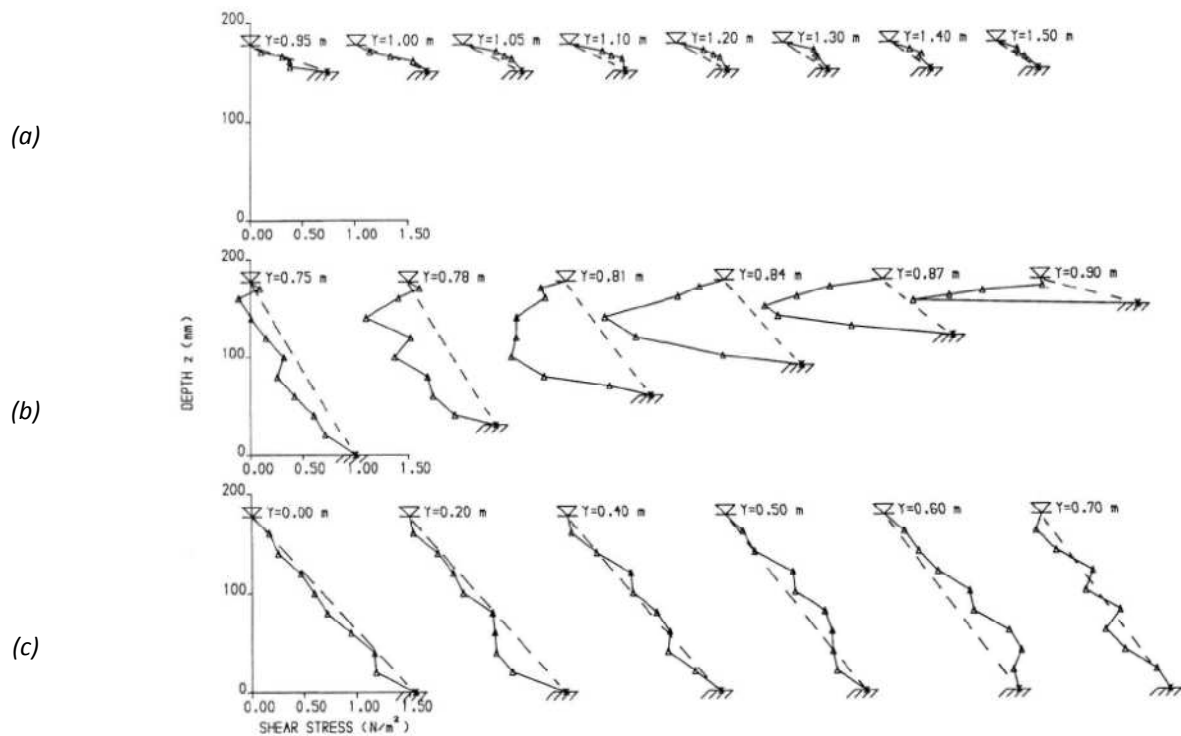


Figura 2.13. Tensiones tangenciales en la mitad de una sección trapezoidal simétrica de un canal compuesto recto. Perfiles verticales de tensión tangencial  $\tau_{xz}$  (longitudinal-vertical) en varios puntos de la llanura derecha (a), pared lateral (b) y cauce principal (c) (*Knight y Shiono, 1990*)

La Figura 2.13 analiza los perfiles verticales de  $\tau_{xz}$  correspondientes a los puntos analizados en términos medios en la Figura 2.12 (b). Tanto en las posiciones de llanura (a) como del cauce principal (c) los resultados siguen una tendencia lineal, similar a la formulada para un canal simple recto. A lo largo de la pared lateral (b), y especialmente en su zona central ( $y=0.81$ ) las distribuciones de  $\tau_{xz}$  no son lineales, lo que confirma la tridimensionalidad del flujo. Este patrón de comportamiento de las tensiones tangenciales se repite en los resultados de los mismos autores para escenarios con distintas sumergencias.

La distribución del resto de parámetros turbulentos en una sección de un canal compuesto recto puede observarse en los resultados de *Tominaga y Nezu (1991, Figura 2.14)*. Las intensidades turbulentas mínimas en todas las direcciones se encuentran debajo de la superficie libre. No es posible apreciar con claridad en las proximidades de las paredes del modelo la disminución de las intensidades perpendiculares a ellas, probablemente debido a la falta de medidas suficientemente cercanas a esos límites. La TKE también muestra valores mínimos cerca de la superficie y un gradiente elevado en el la zona inferior del flujo y en el entorno del plano vertical de contacto entre el cauce principal y la llanura de inundación derecha.

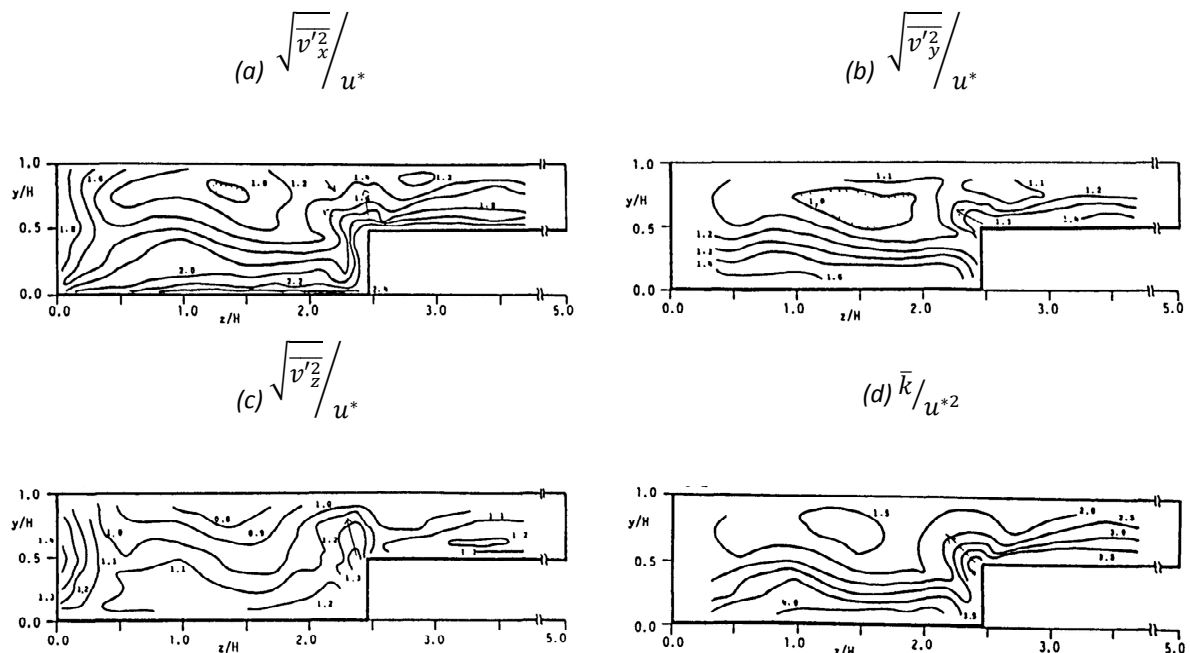


Figura 2.14. Intensidades turbulentas longitudinal (a), transversal (b) y vertical (z) y energía cinética turbulenta (d) para una sección rectangular simétrica de un canal compuesto recto. Tominaga y Nezu (1991)

Por último, y en cuanto a la distribución espacial de la turbulencia, algunos autores indican que la generación de corrientes secundarias para sumergencias altas -aproximadamente cuando la altura del cauce supone menos del 70% del calado total- se debe a la anisotropía de la turbulencia en la capa de corte entre el canal principal y las llanuras de inundación (*Nezu et al., 1999*). Sin embargo, no se han encontrado en la literatura revisada resultados referentes a la aplicación de la técnica de los invariantes para canales compuestos rectos.

### 2.3.1. Canales compuestos meandriformes

La información disponible respecto al flujo en canales compuestos meandriformes es mucho más escasa que en el caso de los rectos. Su hidrodinámica es más compleja que en los tramos sin curvatura, puesto que la masa de agua que circula por la llanura puede encontrar un camino más directo para circular hacia aguas abajo que la trayectoria del cauce principal. Se genera así la aparición de dos masas de agua diferenciadas no sólo por la magnitud de su velocidad sino también por su dirección. En escenarios en los que el agua fluye solamente por el canal principal el análisis hidrodinámico se reduce al comentado para canales simples curvos. *Fukuoka et al. (2000)* indican que, para canales compuestos meandriformes de baja sinuosidad ( $s < 1.10$ ), relaciones  $B/H$  altas

(anchos) y sumergencia baja, ciertos aspectos del patrón hidrodinámico, como la posición de la velocidad máxima, pueden asimilarse a los de canales simples meandriformes. Sin embargo, en escenarios de inundación, las estructuras tridimensionales adquieren gran relevancia y por lo tanto el flujo debe ser tratado como tal (*Knight et al. 2009*). *Muto (1996)* divide los principales mecanismos del flujo en dos procesos que tienen lugar de forma paralela para estos casos y que están ilustrados en la Figura 2.15:

i) La velocidad principal por debajo del nivel de desbordamiento tiende a seguir la dirección longitudinal del canal principal, mientras que en la zona superior sigue la dirección del valle, definida por las llanuras. Como resultado, se genera una capa de corte horizontal. En la llamada “región de cruce”, donde las direcciones del canal y las llanuras son muy divergentes, la relevancia de esa capa de corte es especialmente significativa.

ii) Se produce un intercambio de flujo entre las llanuras y el cauce, también más pronunciado en la región de cruce. El flujo que llega desde aguas arriba por la llanura entra parcialmente en el cauce, mientras que el que se encuentra en la margen externa del canal principal sale hacia la llanura. Aparecen zonas de zambullida y expulsión de agua relacionadas, respectivamente, con cada uno de estos procesos de intercambio.

El primer proceso (i) provoca que el patrón de corrientes secundarias en el canal principal en escenarios de inundación sea diferente al existente para flujo simple. Por otra parte, la entrada y salida de agua del cauce a las llanuras (ii) ralentiza el flujo en llanura en el cinturón del meandro con respecto a las zonas alejadas de él.

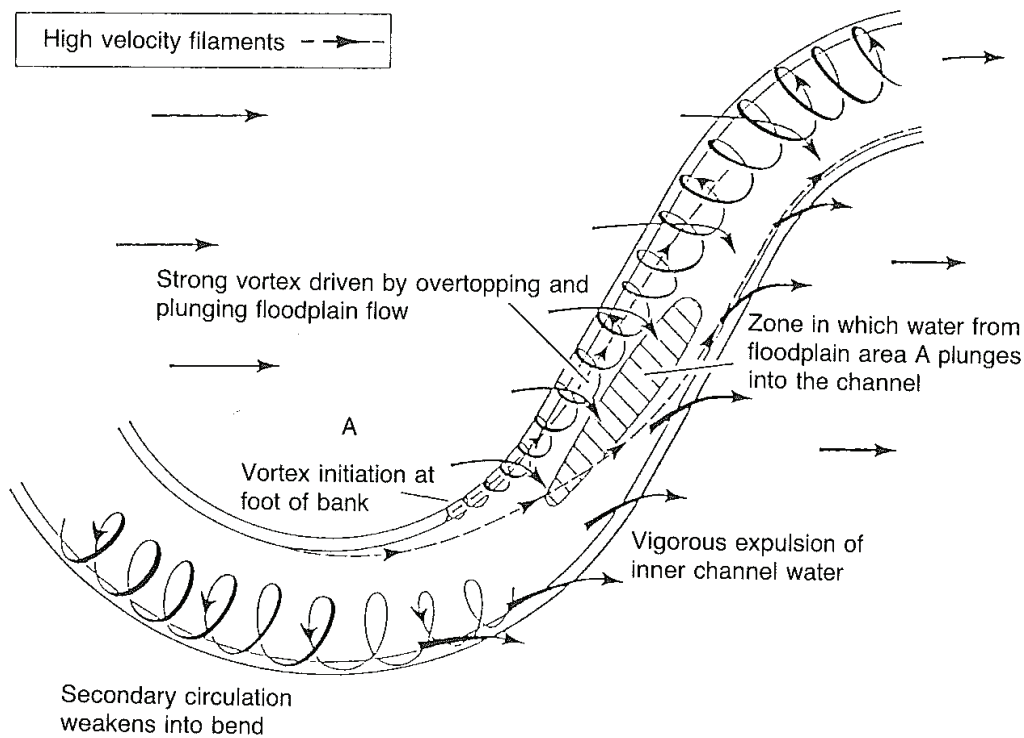


Figura 2.15. Mecanismos hidrodinámicos principales en canales compuestos de geometría curva (*Sellin et al. 1993*)

Otro factor determinante de la hidrodinámica del tramo es la eyección de fluido desde la zona inferior del canal principal hacia las llanuras aguas abajo del vértice de cada curva, que provoca el aumento del valor de las tensiones tangenciales en esa zona (*Knight et al., 1992*). La distribución de tensiones tangenciales está muy afectada por estas estructuras tridimensionales, y no sólo varía con la sumergencia sino también a lo largo del canal, a medida que la dirección longitudinal cambia por efecto de la curva. Los resultados en canales compuestos meandriformes deberían ser comparados con los correspondientes a canales compuestos rectos, que, si bien son complejos, no presentan variaciones de la dirección longitudinal (*Knight et al., 1994*).

Dada la particular morfología de cada meandro, tanto en planta como en sección, no es posible generalizar normas sobre sus patrones de corrientes secundarias y/o turbulencia. Diversos estudios experimentales han tratado de caracterizarlos: trabajos como los de *Ervine et al. (1993)*, *Shiono y Muto (1998)*, *Shiono et al. (1999)* y *Sanjou y Nezu (2009)* modelizan tramos con llanuras de ancho fijo. Por su parte, los estudios llevados a cabo por *Ervine y Mcleod (1999)*, *Lambert y Sellin (1996)* y *Shiono et al. (1994)*, por ejemplo, analizan tramos más parecidos a los reales, en los que la forma en planta de las llanuras de inundación es variable.

Un estudio de referencia en el ámbito de los meandros compuestos es el trabajo de *Shiono y Muto (1998)*. Estos autores realizaron medidas de parámetros turbulentos usando técnicas *LDA (Laser Doppler Anemometry)* en un modelo físico de un canal compuesto meandriforme cuya geometría en planta y secciones de medida se muestran en la Figura 2.16. El ancho del canal principal y las llanuras de inundación es de 0.15 y 1.2 m, respectivamente. En este modelo físico se ensayaron escenarios de flujo simple e inundaciones con sumergencias comprendidas entre  $D_r=0.15$  y  $D_r=0.50$ .

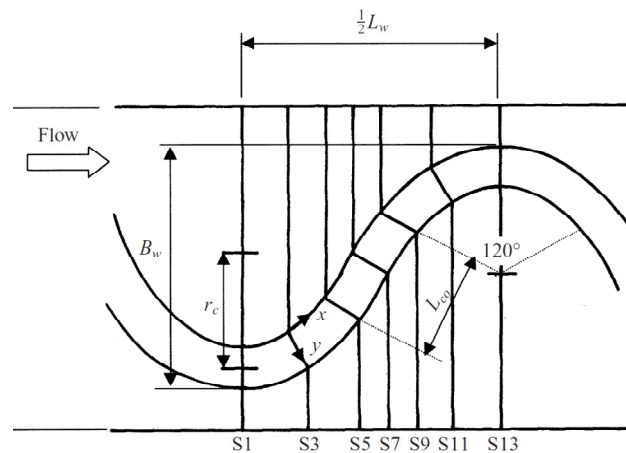


Figura 2.16. Esquema del modelo y secciones de medida (*Shiono y Muto, 1998*)

Para caracterizar cualitativamente el flujo estos autores realizaron ensayos con técnicas de visualización por partículas, cuyos resultados ayudan a comprender la dinámica del flujo en meandros inundados para distintos grados de sumergencia. Para valores relativamente bajos ( $D_r=0.15$ ), el flujo en el canal principal parece ser dominante, ya que la masa de agua que entra a él desde las llanuras se orienta rápidamente con la dirección longitudinal del canal. A medida que la sumergencia aumenta ( $D_r=0.25$ ) la franja superior del flujo es la que lo gobierna, y sólo una pequeña porción de la masa de agua se orienta con la dirección del canal. La tensión ejercida por el flujo en llanura sobre el agua circulando por el cauce genera corrientes secundarias. El cambio en el sentido de giro de la célula de circulación secundaria principal en el vértice de la curva está provocado por esta fricción, especialmente para el caso de llanuras lisas.

La Figura 2.17 muestra los resultados de las medidas con *LDA* en términos de velocidad media en las capas inferior y superior del flujo para dos condiciones de inundación distintas. Para la sumegencia baja ( $D_r=0.15$ ) la magnitud de los vectores es mayor en el cauce que en la llanura. El flujo fuera del cinturón del meandro es prácticamente paralelo a las márgenes de las llanuras, mientras que dentro de él se producen desviaciones al salir el agua del canal principal hacia la llanura. Para  $D_r=0.50$  (Figura 2.17 b) la velocidad es menor en la capa inferior que en la superior, y la orientación de los vectores de esta última es similar a la de las márgenes de las llanuras, incluso en la zona de cauce. Se observa por lo tanto la reorientación del flujo desde la zona inferior a la superior, y el aumento de la influencia del flujo en llanura a medida que la sumergencia se incrementa.

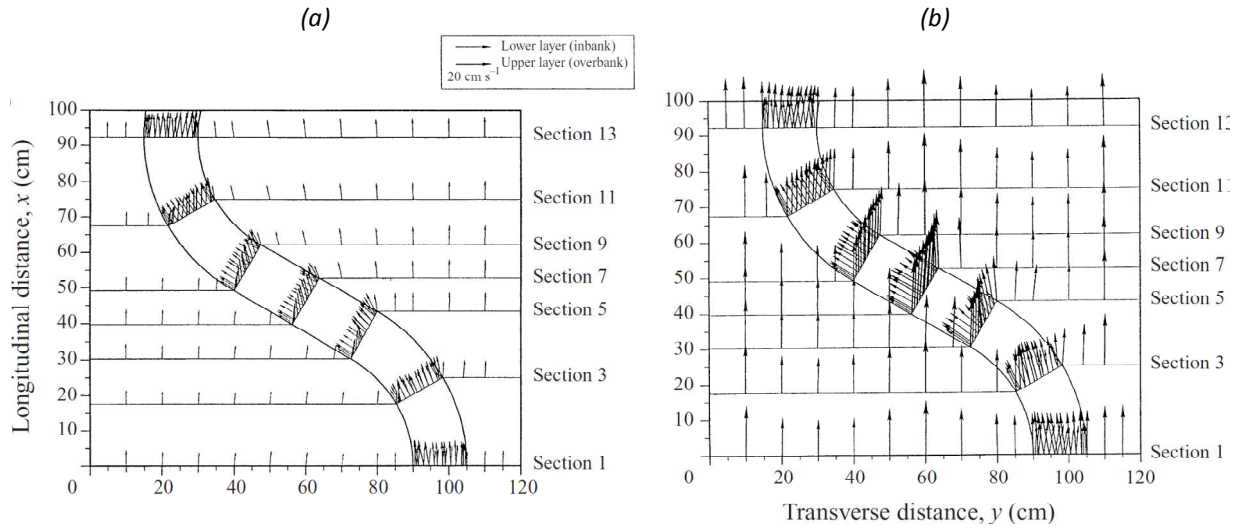


Figura 2.17. Velocidad promediada en las capas inferior y superior de un canal compuesto meandriforme de sección rectangular y sinusoidal  $s=1.37$  para sumergencias  $Dr=0.15$  (a) y  $Dr=0.5$  (b) (Shiono y Muto, 1998)

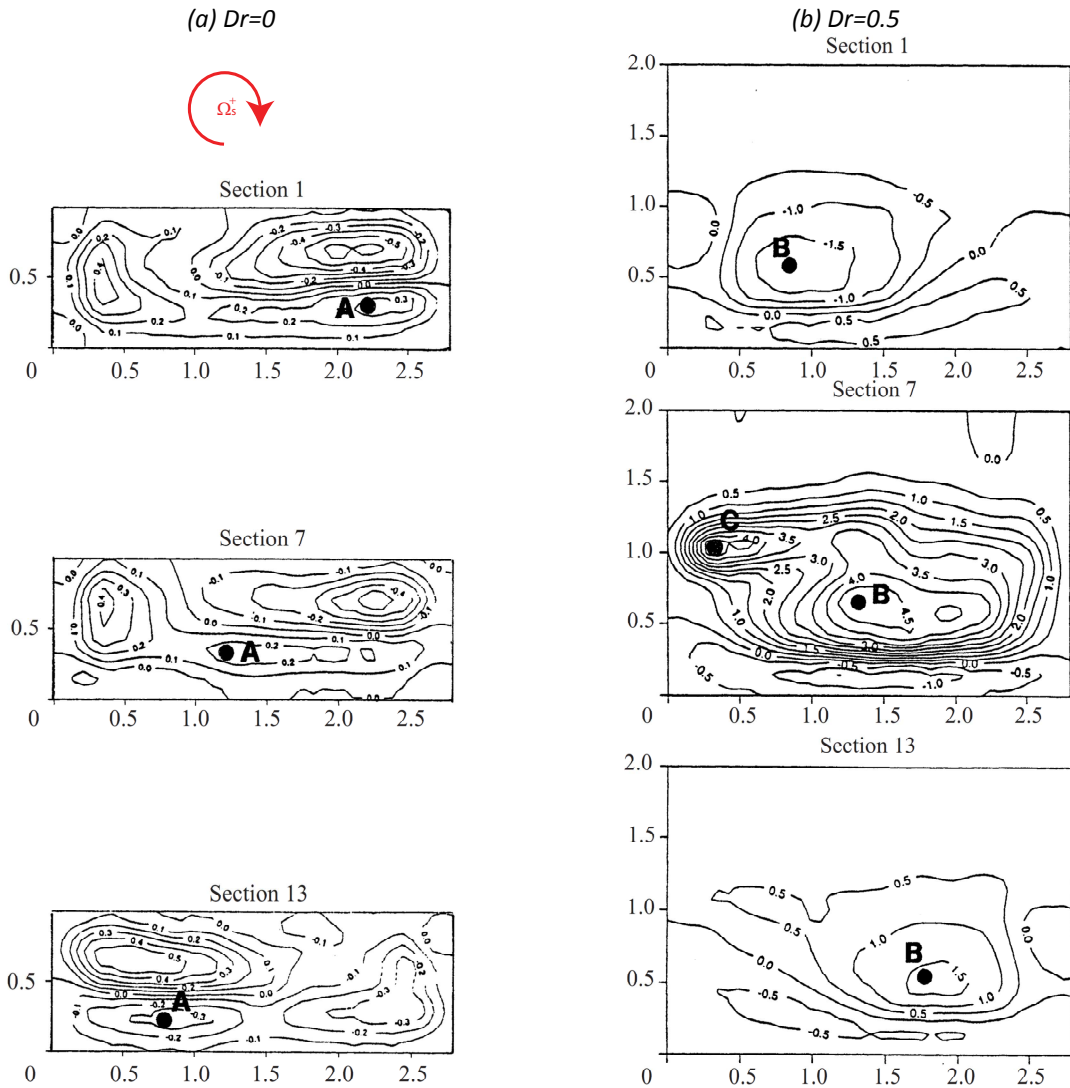


Figura 2.18. Vorticidad longitudinal adimensionalizada  $\Omega_s \cdot \frac{h}{U_m}$  en las Secciones 1, 7 y 13 de un canal compuesto meandriforme de sección rectangular y sinusoidal  $s=1.37$  (ver Figura 2.16) para sumergencias  $Dr=0$  (a) y  $Dr=0.5$  (b) (Shiono y Muto, 1998)

Para sumergencias bajas se detectaron movimientos relevantes en dirección vertical causados por la interacción entre las capas superior e inferior del flujo. Esto induce un gradiente de velocidad lateral que a su vez genera vórtices verticales. Sin embargo, para condiciones de sumergencia alta la hidrodinámica de la capa superior del flujo en un meandro compuesto no está relacionada con las estructuras internas del flujo. Estos autores concluyeron que a medida que la sumergencia aumenta, la interacción entre las capas inferior y superior del flujo es menos relevante y las dos capas del flujo son más independientes.

En cuanto a las corrientes secundarias, la característica más importante es el cambio del sentido de rotación de la célula transversal en el vértice de la curva entre el caso de flujo simple y compuesto. Para el primer caso (Figura 2.18 a) se observó un aumento de vorticidad horaria debido a la fuerza centrífuga y la disminución de tamaño de la célula transversal principal en la zona de cruce (Sección 7). En escenarios de inundación (Figura 2.18 b) el flujo en llanura genera la aparición de dos vórtices de sentido horario en esa misma zona. Cabe destacar que estas células no son reacción una de la otra, sino la consecuencia del flujo en llanura cruzando sobre el del cauce principal.

En lo que se refiere a los parámetros turbulentos, la tensión de fondo y pared es la dominante en el escenario de flujo simple, pero en los casos de inundación las intensidades turbulentas justo debajo del nivel del cauce adquieren mayor relevancia. La aparición de estas tensiones afecta de forma importante a la estructura del flujo. La magnitud de  $\tau_{vw}$ , inducida por las corrientes secundarias en la capa inferior del flujo, puede ser 3 ó 4 veces mayor que  $\tau_{uw}$  y la turbulencia de fondo. A través del análisis de la producción de turbulencia estos autores concluyen que en la zona de flujos transversales relevantes (capa inferior del flujo) son las tensiones  $\tau_{vw}$  las que más contribuyen a la generación de turbulencia. Este resultado se contrapone al esperado en un tramo compuesto recto, donde las componentes predominantes serían  $\tau_{uw}$  y  $\tau_{uv}$ . La Figura 2.19 resume las principales contribuciones a la generación de turbulencia identificadas por estos autores.

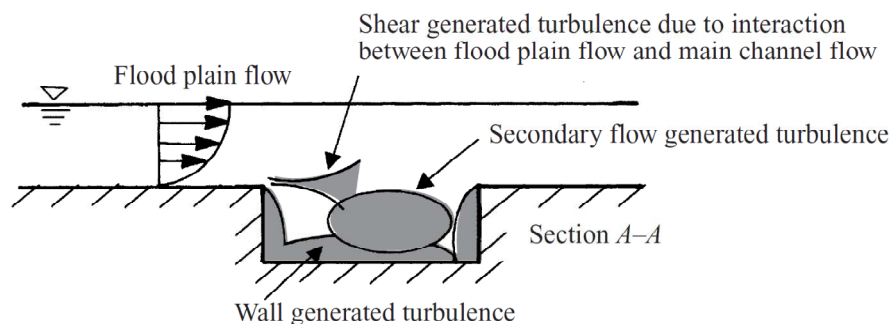


Figura 2.19. Contribuciones principales a la generación de turbulencia en la zona de cruce de un meandro compuesto (Shiono y Muto, 1998)

En el caso de la anisotropía de la turbulencia, los únicos resultados experimentales que se han encontrado en la literatura revisada son los de la propia autora de esta tesis, en los que se aplica la técnica de los invariantes de Lumley en varias posiciones de un tramo meandriforme compuesto real. Se trata de resultados previos obtenidos en el mismo modelo físico empleado en la campaña experimental de esta tesis. No se pudieron identificar patrones verticales claros de anisotropía, aunque en algunos casos se detectaron estructuras particulares (*cigar*, *pancake*) de distribución espacial de la turbulencia (Mera et al., 2012).

## 2.4. Bibliografía

- Albayrak, I.; Lemmin, U. *Secondary currents and corresponding surface velocity patterns in a turbulent open-channel flow over a rough bed*. Journal of Hydraulic Engineering 2011, 137 (11), 1318-1334.
- Anta, J. *Caracterización hidrodinámica del arrastre del molusco C. edule con la metodología del doble promediado. Estudio en modelo físico con tecnología PIV*. Universidad de A Coruña 2009, Tesis doctoral.
- Bagherimiyab, F.; Lemmin, U. *Shear velocity estimates in rough-bed open-channel flow*. Earth Surface Processes and Landforms.
- Biron, P. M.; Robson, C.; Lapointe, M. F.; Gaskin, S. J. *Comparing different methods of bed shear stress estimates in simple and complex flow fields*. Earth Surface Processes and Landforms 2004, 29 (11), 1403-1415.
- Blanckaert, K. *Saturation of curvature-induced secondary flow, energy losses, and turbulence in sharp open-channel bends: Laboratory experiments, analysis, and modeling*. Journal of Geophysical Research B: Solid Earth 2009, 114 (3).
- Blanckaert, K. *Secondary currents measured in sharp open-channel bends*. Proceedings of the International Conference on Fluvial Hydraulics 2002a, Louvain-la-Neuve.
- Blanckaert, K. *Flow and turbulence in sharp open-channel bends*. École Polytechnique Fédérale de Lausanne 2002b, Tesis doctoral
- Blanckaert, K.; de Vriend, H. J. *Secondary flow in sharp open-channel bends*. Journal of Fluid Mechanics 2004, (498), 353-380.
- Blanckaert, K.; Graf, W. H. *Mean flow and turbulence in open-channel bend*. Journal of Hydraulic Engineering 2001, 127 (10), 835-847.
- Blanckaert, K.; Graf, W. H. *Momentum transport in sharp open-channel bends*. Journal of Hydraulic Engineering 2004, 130 (3), 186-198.
- Bonakdari, H.; Larrarte, F.; Lassabatere, L.; Joannis, C. *Turbulent velocity profile in fully-developed open channel flows*. Environmental Fluid Mechanics 2008, 8 (1), 1-17.
- Booij, R. *Measurements and large eddy simulations of the flows in some curved flumes*. Journal of Turbulence 2003, 4.
- Bousmar, D. *Flow modelling in compound channels. Momentum transfer between main channel and prismatic or non-prismatic floodplains*. Université Catholique de Louvain 2002, Tesis doctoral.
- Bousmar, D.; Jacqmin, T.; Wyseur, S.; Van Emelen, S. *In Flow in skewed compound channels with rough floodplains*. River Flow 2012 - Proceedings of the International Conference on Fluvial Hydraulics, San Jose, San Jose, pp 217-224.
- Bousmar, D.; Zech, Y. *Velocity distribution in non-prismatic compound channels*. Proceedings of the Institution of Civil Engineers: Water Management 2004, 157 (2), 99-108.
- Bousmar, D.; Zech, Y. *Periodical turbulent structures in compound channels*. Proceedings of the International Conference on Fluvial Hydraulics 2002, Louvain-la-Neuve, vol 1, pp 177-185.
- Bousmar, D.; Zech, Y. *Momentum transfer for practical flow computation in compound channels*. Journal of Hydraulic Engineering 1999, 125 (7), 696-706.
- Bradshaw, P. *Turbulent secondary flows*. Annual Reviews Inc: 1987; Vol. 19, p 53-74.

- Chassaing, P. *Turbulence en mécanique des fluides*. Cépaduès-Éditions; 2000.
- Coles, D. *The law of the wake in turbulent boundary layer*. Journal of Fluid Mechanics 1956, 1: 191-226.
- Cooper, J. R.; Tait, S. J. *The spatial organisation of time-averaged streamwise velocity and its correlation with the surface topography of water-worked gravel beds*. Acta Geophysica 2008, 56 (3), 614-641.
- Detert, M. *Hydrodynamic Processes at the water-sediment interface of streambeds*. Civil Engineering, Geo- and Environmental Science, University Fridericiana 2008, Tesis doctoral
- Dietrich, W. E.; Whiting, P. *Boundary shear stress and sediment transport in river meanders of sand and gravel en Ikeda y Parker, 1989*.
- Ervine, D. A.; McLeod, A. B. *Modelling a river channel with distant floodbanks*. Proceedings of the Institution of Civil Engineers: Water, Maritime and Energy 1999, 136 (1), 21-33.
- Ervine, D. A.; Willetts, B. B.; Sellin, R. H. J.; Lorena, M. *Factors affecting conveyance in meandering compound flows*. Journal of Hydraulic Engineering - ASCE 1993, 119 (12), 1383-1399.
- Fukuoka, S.; Watanabe, A. *Numerical Analysis on Three Dimensional Flow and bed Topography in a compound meandering channel*. Proceedings of the 4th International Conference on Hydroinformatics 2000, Iowa City.
- George, W. K. *Is there a universal log law for turbulent wall-bounded flows?* Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences 2007, 365 (1852), 789-806.
- Ikeda, S.; Kuga, K.; Toda, Y. *Measurement of the instantaneous structures of periodical vortices in a compound open channel flow by Particle Image Velocimetry* (en japonés). Proceedings of the Symposium on River Hydraulics and Environments, JSCE 1995, pp 33-38.
- Ikeda, S. y McEwan, I.K. *Flow and sediment transport in compound channels*. IAHR Monograph series 2009
- Ikeda, S.; Parker, G. *River meandering, water resources monograph*. American Geophysical Union Water Resources Monograph 12; 1989.
- Julien, P. Y. *Erosion and sedimentation*. Cambridge University Press 1995.
- Kara, S.; Stoesser, T.; Sturm, T. W. *Turbulence statistics in compound channels with deep and shallow overbank flows*. Journal of Hydraulic Research 50 (5), 482-493.
- Kim, S.C.; Friedrichs, C.T.; Maa, J.P.; Wright, L.D. *Estimating bottom stress in tidal boundary layer from acoustic Doppler velocimeter data*. Journal of Hydraulic Engineering 2000, ASCE 126(6): 399-406
- Knight, D. W.; Alhamid, A. A. I.; Yuen, K. W. H. *Boundary shear in differentially roughened trapezoidal channels*. Proceedings of the 2nd International Conference on Hydraulic and Environmental Modelling of Coastal, Estuarine and River Waters 1992, Bradford.
- Knight, D. W.; Aya, S.; Ikeda, S.; Nezu, I.; Shiono, K. *Flow structure en Flow and sediment transport in compound channels en Ikeda y McEwan, 2009*.
- Knight, D. W.; Shiono, K. *Turbulence measurements in a shear layer region of a compound channel*. Journal of Hydraulic Research 1990, 28 (2), 175-196.
- Knight, D. W.; Yuen, K. W. H.; Al-Hamid, A. A. I. *Boundary shear stress distributions in open channel flow*. Mixing and transport in the environment 1994, 51-87.



- Kolmogorov, A. *The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds* (en ruso). Dokl. Akad. Nauk SSSR 30:299-303; 1941.
- Koziol, A. P. *Three-dimensional turbulence intensity in a compound channel*. Journal of Hydraulic Engineering 139 (8), 852-864.
- Lambert, M. F.; Sellin, R. H. J. *Velocity distribution in a large-scale model of a doubly meandering compound river channel*. Proceedings of the Institution of Civil Engineers: Water and Maritime Engineering 1996, 118 (1), 10-20.
- Legleiter, C. J.; Phelps, T. L.; Wohl, E. E. *Geostatistical analysis of the effects of stage and roughness on reach-scale spatial patterns of velocity and turbulence intensity*. Geomorphology 2007, 83, pp 322-345.
- Lumley, J. L.; Newman, G. R. *Return to isotropy of homogeneous turbulence*. Journal of Fluid Mechanics 1977, 82 (pt 1), 161-178.
- McGahey, C. *A practical approach to estimating the flow capacity of rivers*. Open University 2006, Tesis doctoral
- Mera, I.; Franca, M. J.; Anta, J.; Peña, E. *Turbulence anisotropy in a compound meandering channel*. International Conference on Fluvial Hydraulics, River Flow 2012 San Jose, pp 79-84.
- Monin, A. S.; Yaglom, A. M. *Statistical Fluid Mechanics*. Mechanics of Turbulence, MIT Press; 1971
- Muto, Y. *Turbulent flow in two-stage meandering channels*. University of Bradford 1997. Tesis doctoral
- Nezu, I. *Open-channel flow turbulence and its research prospect in the 21st century*. Journal of Hydraulic Engineering 2005, 131 (4), 229-246.
- Nezu, I. *Experimental and numerical study on 3-D turbulent structures in compound open-channel flows*. Flow modeling and turbulence measurements 1996, pp 65-74.
- Nezu, I.; Nakagawa, H. *Turbulence in open-channel flows*. A. A. Balkema; IAHR Monograph Series 1993.
- Nezu, I.; Onitsuka, L.; Sagara, Y. *Turbulent structures in compound open channel flows with various relative depth between main channel and flood plain* (en japonés). Journal of Japan Society of Fluid Mechanics 1999, 18(4), pp 228-237.
- Nezu, I.; Rodi, W. *Open-channel flow measurements with a Laser Doppler Anemometer*. Journal of Hydraulic Engineering - ASCE 1986, 112 (5), 335-355.
- Nezu, I.; Rodi, W. *Experimental study on secondary currents in open channel flow*. Proceedings of 21st IAHR Congress 1985, Melbourne, 2, pp 115-119
- Pope, S.B. *Turbulent flows*. Cambridge University Press 2000.
- Ricardo, A. M.; Franca, M. J.; Schleiss, A.; Ferreira, R. M. L. *In Energy dissipation of flows in vegetated patches with spatially varying stem density*. River Flow 2012 - Proceedings of the International Conference on Fluvial Hydraulics, San Jose, San Jose, pp 255-262.
- Rodríguez, J.F.; García, M.H. *Laboratory measurements of 3-D flow patterns and turbulence in straight open channel with rough bed*. Journal of Hydraulic Research 2008, 46(4): 454-465.
- Sanjou, M.; Nezu, I. *Turbulence structure and concentration exchange property in compound open-channel flows with emergent trees on the floodplain edge*. International Journal of River Basin Management 2011 9 (3-4), 181-193.

- Sanjou, M.; Nezu, I. *Turbulence structure and coherent motion in meandering compound open-channel flows*. Journal of Hydraulic Research 2009, 47 (5), 598-610.
- Schlichting, H. *Boundary layer theory: Seventh edition*. McGraw-Hill Book Co. 1979.
- Schröder, M.; Stein, C. J.; Rouvé, G. *Application of 3D-LDV technique on physical model of meandering channel with vegetated floodplain*. Proceedings of 4th International Conference Laser Anemometry-Advances and Applications 1991, Ohio, pp 1-9.
- Sellin, R. H. J. *A laboratory investigation into the interaction between the flow in the channel of a river and that over its floodplain*. La Houille Blanche 1964, 7, 793-802.
- Sellin, R. H. J.; Irvine, D. A.; Willetts, B. B. *Behaviour of meandering two-stage channels*. Proceedings - ICE: Water, Maritime & Energy 1993, 101(2), 99-111.
- Shiono, K.; Knight, D. W. *Turbulent open-channel flows with variable depth across the channel*. Journal of Fluid Mechanics 1991, 222, 617-646.
- Shiono, K.; Muto, Y. *Complex flow mechanisms in compound meandering channels with overbank flow*. Journal of Fluid Mechanics 1998, 376, 221-261.
- Shiono, K.; Muto, Y.; Imamoto, H.; Ishigaki, T. *Flow structure in meandering compound channel for overbank*. Proceedings of the 7th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics 1994, Lisbon, 28.2.1, 28.2.8.
- Shiono, K.; Muto, Y.; Knight, D. W.; Hyde, A. F. L., Energy losses due to secondary flow and turbulence in meandering channels with overbank flows. Journal of Hydraulic Research 1999, 37 (5), 641-663.
- Smalley, R.; Leonardi, S.; Antonia, R.; Djenidi, L.; Orlandi, P. *Reynolds stress anisotropy of turbulent rough wall layers*. Experiments in Fluids 2002, 33 (1), 31-37.
- Song, T. *Velocity and turbulence intensities distribution in non-uniform and unsteady open-channel flow*. Laboratory of Hydraulic Constructions. Laussane, École Polytechnique Fédérale de Lausanne 1994, Tesis doctoral
- Termini, D.; Greco, M. *Computation of flow velocity in rough channels*. Journal of Hydraulic Research 2006, 44 (6), 777-784.
- Tominaga, A.; Knight, D. W. *Numerical evaluation of secondary flow effects on lateral momentum transfer in overbank flows*. Proceedings of the International Conference on Fluvial Hydraulics 2004, Napoli, pp 353-361.
- Tominaga, A.; Nezu, I. *Turbulent structure in compound open-channel flows*. Journal of Hydraulic Engineering 1991, 117 (1), 21-41.
- van Balen, W. *Curved open-channel flows. A numerical study*. Delft University of Technology 2011, Tesis doctoral.
- Van Prooijen, B. *Shallow mixing layers*. Delft University of Technology 2004, Tesis doctoral.
- Williams, J. J. *Drag and sediment dispersion over sand waves*. Estuarine, Coastal and Shelf Science 1995, 41: 659-687.
- Xie, Z.; Lin, B.; Falconer, R. A. *Large-eddy simulation of the turbulent structure in compound open-channel flows*. Advances in Water Resources 2013, 53, 66-75.

- Yang, S. Q. *Interactions of boundary shear stress, secondary currents and velocity*. Fluid Dynamics Research 2005, 36 (3), 121-136.
- Yang, S. Q. *Mechanism of velocity deviation from classical log-law*. 31st IAHR Congress 2005b, Seoul, pp 3506-3516
- Yang, S. Q.; Lee, J. W. *Reynolds shear stress distributions in a gradually varied flow in a roughened channel*. Journal of Hydraulic Research 2007, 45 (4), 462-471.
- Yang, S. Q.; Tan, S. K.; Lim, S. Y. *Velocity distribution and dip-phenomenon in smooth uniform open channel flows*. Journal of Hydraulic Engineering 2004, 130 (12), 1179-1186.



**METODOLOGÍA EXPERIMENTAL**

**3.1. Introducción**

**3.2. Instalaciones y modelo físico**

**3.3. Velocimetría acústica *doppler***

3.3.1. Principios de funcionamiento

3.3.2. Fuentes de error en la determinación de velocidades con velocímetros acústicos *doppler*

3.3.3. Filtrado de series de velocidades

**3.4. Instrumentación de posicionamiento y medida**

3.4.1. Posicionamiento en planta

3.4.2. Registro de velocidades. Selección de la instrumentación óptima

3.4.3. Instrumentación auxiliar

**3.5. Campaña experimental**

3.5.1. Zonas de análisis

3.5.2. Escenarios de ensayo

3.5.3. Determinación del tiempo de medida

3.5.4. Metodología de procesamiento de las series instantáneas de velocidades

**3.6. Bibliografía**



### 3.1. Introducción

La campaña experimental en cuyos resultados se basa esta tesis estudia la hidrodinámica de un meandro compuesto real, situado en el curso bajo del río Mero a su paso por la localidad de Cambre (A Coruña), unos 5 km aguas abajo del embalse de Cecebre (Figura 3.1 a). Como antecedentes de este trabajo doctoral cabe mencionar en primer lugar el “*Proyecto de Acondicionamiento Hidráulico del río Mero entre la presa de Cecebre y su desembocadura en la ría de O Burgo (A Coruña)*”, desarrollado en el año 2003 para proteger la zona fluvial frente a las inundaciones que sufre con frecuencia. Una de las conclusiones de los estudios desarrollados en el marco de este proyecto fue que el meandro mencionado (Figura 3.1 b) es un punto crítico desde el punto de vista hidrodinámico y que su estudio en un modelo a escala era recomendable para caracterizar con detalle el flujo en esa zona.

Tras su construcción en el año 2004, el modelo físico fue utilizado para realizar ensayos en los que se registraron velocidades tridimensionales en distintas posiciones a lo largo del tramo para varios caudales. Estos resultados sirvieron, en primer lugar, para dimensionar las motas de protección que actualmente abrazan el meandro. Además, a partir de ellos se analizó el flujo medio y la turbulencia en varios puntos del modelo. Los resultados de estos estudios previos están recogidos en diferentes publicaciones (UDC y UPC, 2004; Mera et al. 2009, 2011 y 2012).

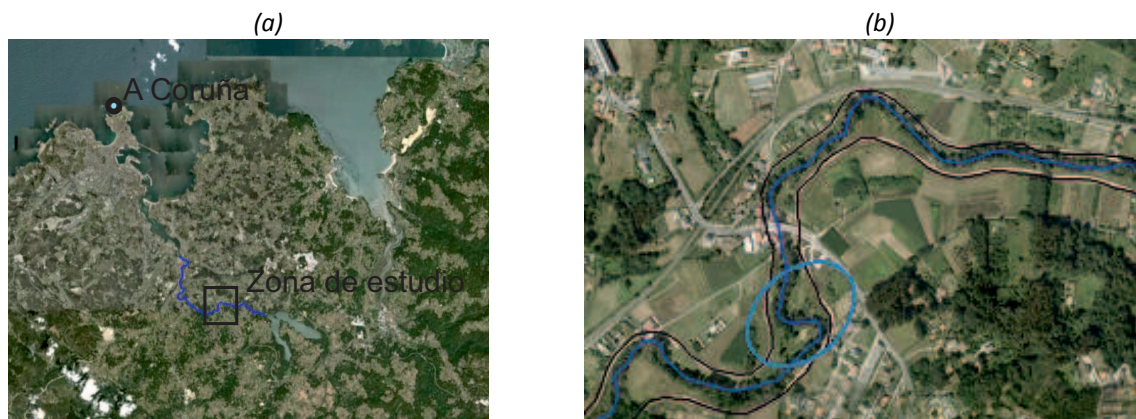


Figura 3.1. Localización de la zona de estudio

Tomando como base los resultados de las campañas experimentales y modelizaciones numéricas del tramo realizadas hasta el momento, en el año 2008 se formuló el proyecto “*Caracterización de tensiones tangenciales y turbulencia en procesos de inundación en ríos con tramos meandriformes. Estudio en modelo físico y modelo numérico*”, aprobado para financiación dentro de la convocatoria de Proyectos de Investigación Fundamental no Orientada del Ministerio de Ciencia (código CGL 2008-03319, Plan Nacional de I+D+I 2008-2011). Su objetivo fue la caracterización detallada de las condiciones hidrodinámicas en ríos con tramos meandriformes mediante dos líneas de trabajo: la realización de ensayos en modelo físico, y la validación y calibración de un modelo numérico tridimensional en lámina libre que incorpore un análisis detallado de la turbulencia. Esta tesis se enmarca dentro de la primera de ellas, mientras que la segunda lleva asociado el trabajo doctoral que está desarrollando Bruño Fraga Bugallo, miembro del mismo grupo de investigación que la autora (Fraga et al. 2012).

La Figura 3.2 (a) presenta un detalle de la planta del tramo de estudio. Se trata de dos curvas consecutivas situadas entre las coordenadas 4600 y 4800 del eje del río, con origen de coordenadas en la presa de Cecebre, abreviadamente en la coordenada 4700. Ambas tienen radios de curvatura muy reducidos y un gran desarrollo, y la geometría resultante tiene una sinuosidad  $s=1.88$ . La anchura media del cauce del río en el tramo es de unos 12 m, y la de las llanuras de inundación, limitadas por sendas motas, alcanza en algunas zonas los 100 m. La pendiente longitudinal media del tramo es del 0.15%. La Figura 3.2 (b) muestra una fotografía del entorno de la primera curva del meandro, donde se observa la vegetación que cubre las llanuras.



Figura 3.2. Vista aérea de la zona de estudio con el meandro sombreado (a, fuente: maps.google.com) y fotografía del entorno de la primera curva del meandro (b)

En este Capítulo se describen, en primer lugar, las características del modelo físico donde se han realizado los experimentos. Para el registro de velocidades se han utilizado un perfilador y un velocímetro puntual. Se trata en ambos casos de equipos acústicos basados en el efecto *doppler*. Sus principios de funcionamiento, fuentes de error y opciones de filtrado se presentan en el Apartado 3.3. El Apartado 3.4 detalla los equipos finalmente seleccionados para las medidas de velocidades, caudales y calados y, por último, en el Apartado 3.5 se recogen los parámetros característicos de la campaña experimental realizada.

Es importante destacar el trabajo de documentación, configuración y puesta a punto realizado con el perfilador de velocidades (DOP2000). Este equipo presenta un ahorro sustancial en el tiempo de medida frente a los velocímetros puntuales, puesto que permite el registro simultáneo de velocidades en varias celdas de un mismo perfil. Sin embargo, después de realizar varias pruebas de medida en el modelo físico, se observó que los resultados proporcionados por este equipos estaban afectados por un alto nivel de ruido que los invalidaban para el estudio de parámetros turbulentos. Para validar su uso en el análisis del flujo medio fue necesario realizar una gran cantidad de ajustes en el montaje y la configuración del equipo. Este proceso se llevó a cabo en estrecha colaboración con la compañía fabricante (Signal Processing, SA, con sede en Lausanne, Suiza), por lo que se espera que las conclusiones obtenidas contribuyan a la mejora del funcionamiento del equipo.

### 3.2. Instalaciones y modelo físico

El modelo físico de lecho fijo en el que se han llevado a cabo los ensayos para esta tesis reproduce el meandro con coordenada 4700 del río Mero y se encuentra en el Centro de Innovación Tecnológica en Edificación e Ingeniería Civil (CITEEC), perteneciente la Universidade da Coruña (Figura 3.3). Su escala geométrica se determinó señalando en primer lugar los límites del tramo de estudio. El inicio lo marca el conocido como puente de Cela, y la sección final se sitúa unos 100 m aguas abajo del final de la segunda curva del meandro. Encajando las dimensiones resultantes en el espacio disponible en el laboratorio se obtuvo una escala de longitudes  $\lambda_L=20$ .

El modelo está regido por la semejanza de Froude. Seguir esta ley significa considerar que la relación entre las fuerzas de gravedad y las de inercia se mantiene invariante entre el modelo y el prototipo. A efectos prácticos, una vez fijada  $\lambda_L$  quedan definidas las correspondientes escalas cinemáticas y dinámicas, entre las que cabe



destacar las referidas a la velocidad ( $\lambda_v = \lambda_L^{1/2}$ ) y el caudal ( $\lambda_Q = \lambda_L^{5/2}$ ). Otro aspecto importante en la elección de la escala es la viabilidad de reproducir en el laboratorio los valores de la rugosidad, cuya semejanza sigue la relación  $\lambda_n = \lambda_L^{1/6} = 1.65$ . La Tabla 3.1 recoge los valores del coeficiente de Manning estimado en el prototipo y calculados para el modelo, así como los finalmente adoptados en función de los materiales disponibles. En esta campaña no se han modelizado los árboles presentes en el tramo real del río, puesto que se ha considerado de interés analizar la interacción entre el cauce y las llanuras inundación sin los efectos locales inducidos por la vegetación en la orilla.

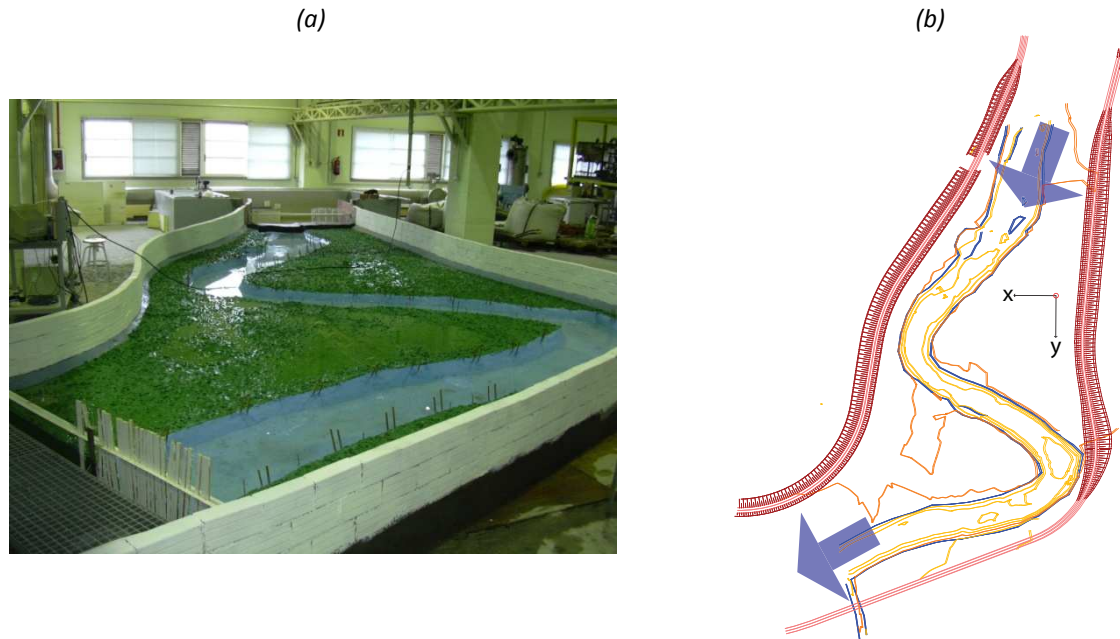


Figura 3.3. Vista del modelo físico tras finalización su construcción (a). Planta general (b), donde se indican los ejes globales (x,y) y las direcciones de entrada y salida del flujo (flechas azules)

Tabla 3.1. Rugosidades teóricas del prototipo y el modelo y valores y materiales seleccionados

|                        | Prototipo | Modelo  |       |                               |
|------------------------|-----------|---------|-------|-------------------------------|
|                        |           | Teórico | Real  | Material                      |
| Llanuras de inundación | 0.035     | 0.021   | 0.023 | Piedras de tamaño medio=12 mm |
| Cauce principal        | 0.025     | 0.015   | 0.015 | Mortero sin enlucir           |

Para la construcción del modelo se llevó a cabo un levantamiento batimétrico de detalle, con un gran número de puntos en el cauce principal y las llanuras obtenidos usando técnicas de topografía convencional. Estos datos se restituyeron en planta en el laboratorio con ayuda de una estación total láser. A continuación se colocó sobre cada uno de los puntos de la batimetría una varilla metálica en la que se replanteó la cota debidamente escalada (Figura 3.4 a). Por último se modelizó la superficie del terreno con lechada de cemento, ajustándola al replanteo en altura fijado por las marcas realizadas sobre las varillas. En cuanto a las orillas del canal principal, en el prototipo se observó que se trata de taludes prácticamente verticales (UDC y UPC, 2004), por lo que se reprodujeron en el laboratorio con ayuda de un molde para reproducir estas aristas con un ángulo próximo a los 90° (Figura 3.4 b).



Figura 3.4. Replanteo de cotas mediante el uso de una estación total láser (a) y acabado de superficie y taludes (b) (UDC y UPC, 2004)



Figura 3.5. Dispositivos de tranquilización del flujo a la entrada del modelo físico (a) y condición de contorno de salida (b)

Para la modelización del puente existente en el inicio del tramo se obstruyó parcialmente el paso de agua en su sección inicial. En la zona inmediatamente anterior se instalaron varias hileras de tubos de poco diámetro que introducen una pérdida de carga y aseguran la distribución homogénea del caudal. Un peine de disipación en la conexión del circuito hidráulico con el modelo y tres mallas de paso pequeño consecutivas completan las herramientas de tranquilización del flujo (Figura 3.5 a). En cuanto a la condición de contorno aguas abajo, se colocaron varias tablillas del mismo tamaño equiespaciadas, de forma que el agua se distribuye homogéneamente a lo largo de la sección transversal a su salida (Figura 3.5 b).

### 3.3. Velocimetría acústica *doppler*

En este apartado se describen los principios de funcionamiento de los equipos empleados para el registro de velocidades en la campaña experimental de esta tesis, así como las fuentes de los principales errores que les afectan y diversas técnicas para corregirlos. Algunas de estas metodologías de procesamiento se basan en el cálculo del espectro de densidad de energía o la función de autocorrelación, por lo que a continuación se resumen algunos aspectos teóricos relacionados con estos conceptos.

A partir de una serie temporal de velocidades se puede calcular, pasando del dominio del tiempo al de la frecuencia, la densidad de energía asociada a los fenómenos de distintas frecuencias características. La representación de esos valores constituye el llamado espectro de densidad de energía, en el que se pueden identificar los rangos energéticos propios de flujos turbulentos comentados en el Capítulo 2 de esta tesis.

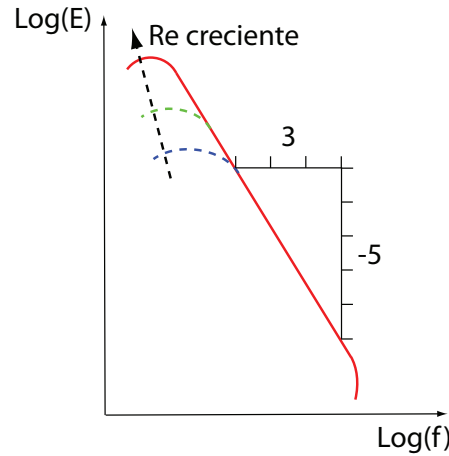


Figura 3.6. Forma teórica del espectro de densidad de energía ( $E$ ) en función de la frecuencia ( $f$ ) (Adaptado de Chassaing, 2000)

De acuerdo con las hipótesis de *Kolmogorov (1941)*, en flujos turbulentos con un número de Reynolds suficientemente elevado el espectro de energía adopta ciertas formas universales (*Pope, 2000*). La zona izquierda del espectro corresponde a frecuencias bajas, y por lo tanto grandes escalas del flujo, donde la energía es generada. Se trata, por lo tanto, del rango productivo. A continuación se puede identificar la zona inercial, en la que la producción es igual a la disipación, y para el que se supone una pendiente de teórica de  $-5/3$  en escala logarítmica. Por último, la energía es disipada en procesos de pequeña escala, y por lo tanto alta frecuencia, que se localizan en la zona derecha del espectro (Figura 3.6). Según el teorema de Nyquist, el espectro de densidad de energía refleja los procesos cuya frecuencia característica es igual o menor que la mitad de la de la serie de datos ( $f$ ) (*Bendat y Piersol, 2000*). La densidad espectral de energía se calcula, para series finitas de velocidades  $u(t)$  de duración total  $T$ , como  $S_T(f) = \frac{\hat{u}_T(f) \cdot \hat{u}_T(f)^*}{T}$ , donde  $\hat{u}_T(f) = \int_0^T u(t) \cdot e^{-i \cdot 2\pi \cdot f \cdot t} dt$  es una estimación de la transformada de Fourier de la serie y  $\hat{u}_T(f)^*$  su conjugado complejo.

Por su parte, el coeficiente de autocorrelación evalúa el grado de relación entre registros de velocidad  $v$  separados por un intervalo de tiempo  $\tau$ . Se calcula como  $\rho(\tau) = \frac{\overline{v(t) \cdot v(t+\tau)}}{v^2}$  y su magnitud en el origen ( $\tau=0$ ) es indicativa de la calidad de la medida. Así, valores cercanos a 1 (o al 100%) señalan un alto grado de correlación de las medidas y por lo tanto una buena calidad, mientras que los que se alejen de esa referencia indican la presencia de ruido blanco (no autocorrelacionado). Se emplea también para estimar el tiempo integral  $T_{int}$ , definido como el tiempo que debe pasar entre dos registros consecutivos para que sean independientes. Puede calcularse como  $T_{int} = \int_0^\infty \rho(\tau) d\tau$ . A continuación se resumen las características principales de la instrumentación empleada en esta tesis y se aplican los conceptos comentados a la evaluación de la calidad de sus medidas.

### 3.3.1. Principios de funcionamiento

En la campaña experimental en la que se basa esta tesis doctoral se han empleado dos equipos de velocimetría acústica. Se trata de tecnologías semi-intrusivas que permiten registrar series de velocidades tridimensionales en uno o varios puntos de una vertical y que por su frecuencia de adquisición proporcionan, en general, registros que cubren el rango productivo e inercial del espectro de energía (*Franca, 2005*). El funcionamiento de ambos se basa en el conocido como efecto *doppler*: consiste en el cambio de frecuencia que el choque con las partículas suspendidas en un fluido provoca en una onda. Ese salto entre la frecuencia de la onda emitida  $f_e$  y la de la recibida  $f_r$  se denomina *doppler shift* ( $\delta$ ) y es proporcional a la velocidad de las partículas, que se asume igual a la del fluido.

En el caso más simple, el equipo de medida consistiría en una sonda de emisión y otra de recepción que forman un ángulo  $\theta$ . El emisor genera una señal acústica de frecuencia  $f_e$ , que choca con las partículas moviéndose con una velocidad  $v$ . La señal reflejada es detectada por los receptores y con su frecuencia  $f_r$  puede calcularse  $\delta$ . Si se dispone de tres medidas de la frecuencia *doppler* realizadas según direcciones geométricamente independientes podrán calcularse las componentes de la velocidad según tres ejes coordenados. En algunos casos, como se comentará más adelante, se instala un cuarto transductor de recepción, cuyos resultados se usan para evaluar la calidad de las medidas y eliminar parte del ruido presente en ellas.

Los equipos que utilizan esta técnica para el registro de velocidades pueden clasificarse en velocímetros puntuales (ADV, *Acoustic Doppler Velcimeters*) y perfiladores (ADP, *Acoustic Doppler Profilers*). Los primeros registran la velocidad en un volumen de control situado a una cierta distancia del emisor, mientras que los perfiladores proporcionan resultados quasi-instantáneos en varios puntos a lo largo de un mismo perfil. En ambos casos, el procedimiento de registro es el resumido en el párrafo anterior, que se repite con una frecuencia  $f_s$  durante el tiempo de medida. El equipo promedia internamente los resultados y devuelve los correspondientes a la frecuencia  $f$  definida por el usuario (que se denominará, en adelante, frecuencia de medida). A continuación se particulariza esta explicación para el caso de los equipos empleados en la campaña experimental.

### 3.3.1.1. Velocímetro acústico puntual Vectrino (Nortek®)

El Vectrino es un velocímetro acústico puntual que cuenta con una sonda emisora y cuatro receptoras, colocadas formando un ángulo de 90 grados entre sí y de 30 grados con la vertical (Figura 3.7). Los pares de receptores enfrentados definen los ejes  $x$  e  $y$ , mientras que el eje  $z$  sigue la dirección de la onda emitida. Los haces de las 5 sondas se intersecan a una distancia de 50 mm de la emisora, medidos sobre su propio eje (Nortek®, 2004), donde se sitúa el volumen de control –un cilindro de 6 mm de diámetro– en el que el aparato registra las velocidades instantáneas en tres direcciones.

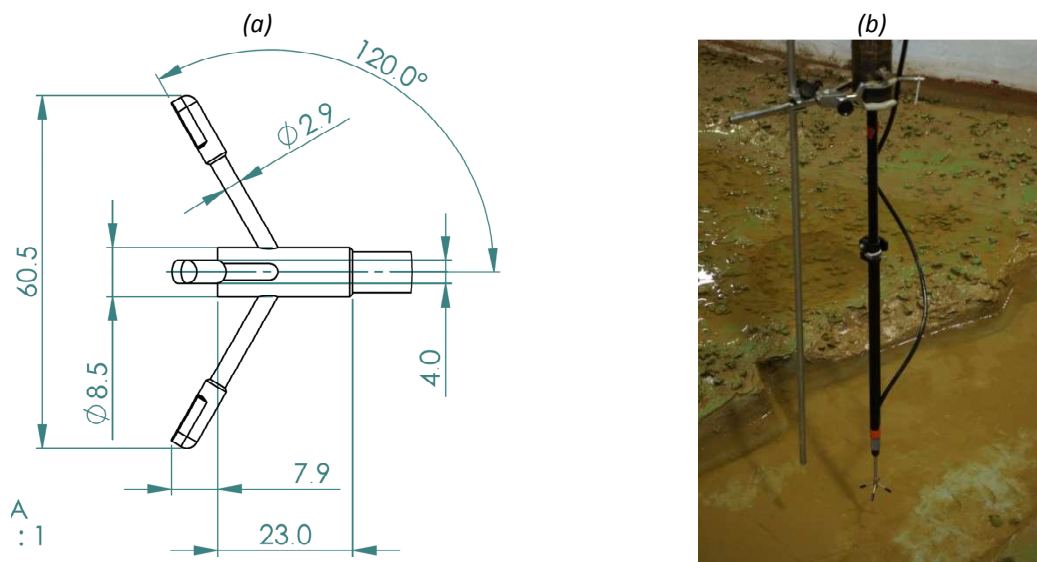


Figura 3.7. Esquema de la configuración geométrica del Vectrino (a, Nortek, 2004) y montaje para la campaña experimental (b)

El transductor central emite un pulso que cubre un espacio en vertical de entre 3 y 15 mm (ajustable) y el resto reciben el eco de las ondas reflejadas por las partículas del fluido. Cada par emisor-receptor es sensible a la frecuencia en la dirección de la bisectriz del ángulo que forman. El salto de frecuencia  $\delta$  se calcula a través de la autocorrelación entre registros, y su relación con la velocidad  $v$  en la misma dirección de medida responde a Ecuación 3.1 (García et al. 2005).



$$v = \frac{c}{4\pi \cdot f_e} \cdot \frac{d\delta}{dt} \quad [3.1]$$

Una vez obtenidas las velocidades en las direcciones de las sondas se calculan las correspondientes a los ejes  $\{x, y, z\}$  a través de una transformación trigonométrica simple. Los principales parámetros de configuración del equipo son dos. En primer lugar, el rango de velocidad nominal, que se debe adecuar a los valores esperados en el flujo de medida. En la práctica, lo que implica este ajuste es la modificación de la frecuencia de la onda emitida  $f_e$ . La elección de una velocidad nominal mayor conlleva un aumento de  $f_e$  y, con él, del nivel de ruido de los registros. En segundo lugar puede modificarse la altura del volumen de control. Al reducirla, disminuye el número de muestras usadas para el promediado interno, y en consecuencia lo hace también la precisión de las medidas. Otros parámetros que pueden ser definidos por el usuario son la velocidad del sonido en el medio o el sistema de referencia para la salida de resultados.

El uso de velocímetros acústicos puntuales está muy extendido en el ámbito de la hidráulica experimental. Algunos ejemplos recientes de estudios de campo en los que se utilizan equipos de este tipo son los trabajos de *Voulgaris y Meyers (2004)*, *Strom y Papanicolaou (2007)* o *Chanson et al. (2008)*, mientras que otros autores los han usado en campañas de laboratorio (*Proust et al., 2011*; *Lacey y Rennie, 2012*; *Peltier et al., 2013*).

### 3.3.1.2. Perfilador acústico de velocidades DOP2000 (Signal Processing®)

El DOP2000 permite el registro de velocidades en distintas celdas a lo largo de un mismo perfil. Igual que en el caso de los velocímetros puntuales, es posible registrar tantas componentes de la velocidad como sondas de recepción haya instaladas en direcciones independientes. La Figura 3.8 presenta los esquemas de una configuración simple (un emisor y un receptor, para flujos unidimensionales) y otra que permite la caracterización tridimensional del flujo (un emisor y tres receptores), que es la que se ha usado en los ensayos de esta tesis.

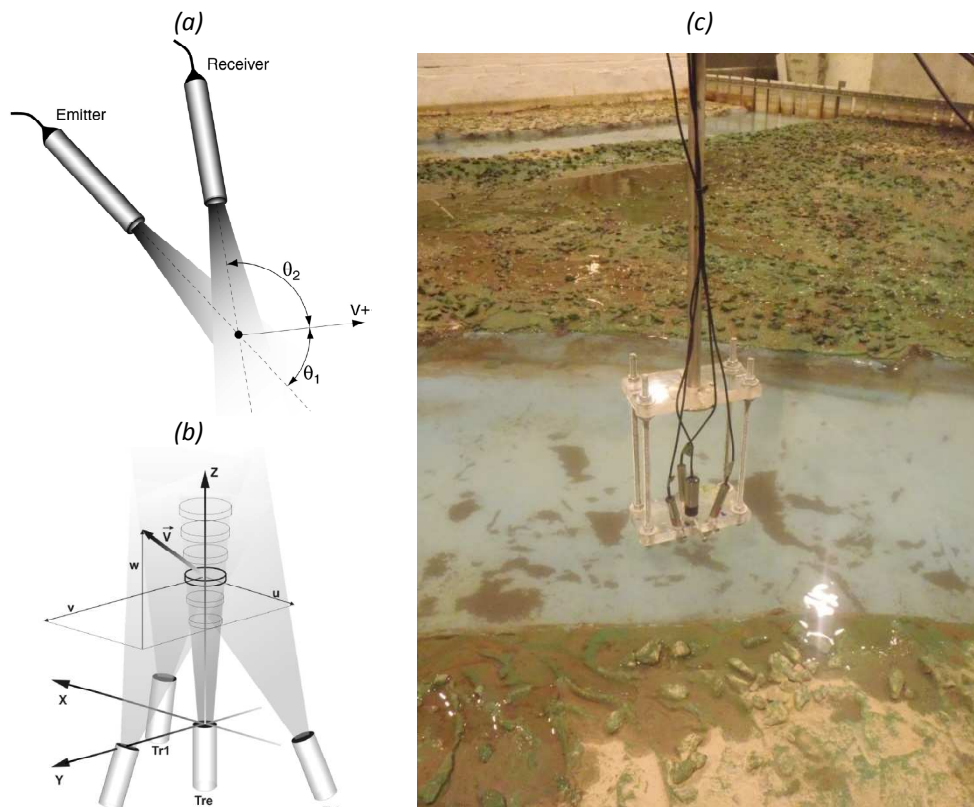


Figura 3.8. Esquemas de la configuración de un perfilador acústico de velocidades: un emisor y un receptor (a), un emisor y tres receptores (b) (Signal Processing®, 2012) y montaje del DOP2000 para la campaña experimental (c)

En este tipo de equipos la divergencia del haz de las sondas receptoras es más relevante que en un velocímetro puntual, y por lo tanto cubre un rango de profundidades mayor, tal y como se aprecia en la Figura 3.8 b. Así, las sondas receptoras registran señales reflejadas por partículas situadas a distintas distancias de la emisora, a partir de una cierta coordenada inicial. Existe una banda muerta en el entorno de las sondas receptoras en la que no es posible registrar velocidades debido a la saturación de la señal. Su magnitud depende de la frecuencia de medida.

A partir de las señales recibidas puede calcularse la frecuencia *doppler*  $\delta$ , y a través de ella la velocidad en la dirección en cuestión que, siguiendo la nomenclatura de la Figura 3.8 a tiene la siguiente expresión (*Signal Processing*®, 2012):

$$v = \frac{c \cdot \delta}{f_e \cdot (\cos\theta_1 - \cos\theta_2)} \quad [3.2]$$

donde  $c$  es la velocidad del sonido en el medio. Esta ecuación es muy similar a la del efecto *doppler* para velocimetría puntual (Ecuación 3.1), si bien es necesario recordar que el proceso no es exactamente el mismo. En el caso de un perfilador, se reciben frecuencias reflejadas por partículas en posiciones distintas, resultando en una señal aleatoria de frecuencias recibidas, también llamada eco. Se espera que exista una correlación alta entre los distintos ecos de una misma posición espacial, y éste es el principio que se usa para la extracción de datos de velocidades a partir de las frecuencias *doppler* (*Signal Processing*®, 2012).

Con tres medidas de la frecuencia *doppler* en direcciones geométricamente independientes puede determinarse la velocidad tridimensional. La colocación de las sondas de medida define el sistema de coordenadas de salida de los resultados ( $\{x, y, z\}$ , señalado en la Figura 3.8 b). Igual que en el caso de los velocímetros puntuales, puede instalarse un cuarto receptor para realizar una medida redundante y reducir el ruido de los resultados (por ejemplo *Hurther y Lemmin, 2000; Blanckaert y Lemmin, 2006*).

El ajuste de los parámetros de medida en perfiladores de velocidades es un proceso más tedioso que en el caso de velocímetros puntuales. La presencia de fronteras sólidas introduce en ocasiones anomalías periódicas en los resultados, lo que hace necesario adaptar la frecuencia de la onda emitida en cada posición de medida. El uso de este tipo de instrumentación está menos extendido que el de los velocímetros puntuales, puesto que su desarrollo es más reciente. *Lemmin y Rolland (1997)* y *Franca (2005)* son algunas de las referencias del uso de estos equipos en estudios hidrodinámicos de flujos en lámina libre.

### 3.3.2. Fuentes de error en la determinación de velocidades con velocímetros acústicos *doppler*

Los registros obtenidos con técnicas *doppler* no sólo reflejan las velocidades instantáneas del fluido, sino que contienen resultados debidos al ruido y otros errores (*Chanson et al. 2007*). Algunos de ellos están relacionados con los propios principios de funcionamiento de los equipos, y otros con su configuración o el tipo de flujo que se pretende caracterizar.

En primer lugar, la propia **técnica de medida** presenta una serie de limitaciones físicas:

- a) Frecuencia de la onda emitida  $f_e$ . Determina el rango de velocidades que es posible medir con una cierta configuración, debido a la relación existente entre la frecuencia *doppler* y la velocidad. Al registrar una velocidad que supere esos límites, la frecuencia *doppler* se verá desfasada uno o varios ciclos, lo que se traduce en una anomalía en la señal. Este fenómeno se conoce como *aliasing* y es muy habitual, especialmente en flujos con alto nivel de turbulencia, y por lo tanto, grandes fluctuaciones con respecto al valor medio de la velocidad.

- b) Frecuencia de salida de resultados  $f$ . Limita el rango de escalas de los fenómenos turbulentos que se pueden estudiar a partir de ellos. Según el teorema de Nyquist (*Bendat y Piersol, 2000*) se analizarán los procesos cuya frecuencia característica sea igual o menor que la mitad de la de serie de resultados.
- c) Promediado espacial en el volumen de control. De forma similar a *b*), el tamaño de la celda de medida supone el no-análisis de procesos que se desarrollan en escalas de longitud menores que el citado volumen (*García et al. 2005*).
- d) Efecto de las tensiones turbulentas en el volumen de control. Este fenómeno viene dado por la diferencia de velocidades entre sus extremos, y por lo tanto tendrá más importancia cuanto mayor sea esa diferencia (*Lhermitte y Lemmin, 1994*). El volumen de control debe ser suficientemente pequeño para resolver de forma eficiente el gradiente de velocidades entre sus extremos.
- e) Problemas relacionados con la electrónica del aparato y la conversión A/D de los registros.
- f) Ruido blanco. Se trata de una señal parásita que está presente en todos los registros. Sus principales características son las siguientes (*Blanckaert y Lemmin, 2006*):
  - Su energía está uniformemente distribuida a lo largo del espectro de frecuencias.
  - Su varianza es nula, por lo que no afecta a las estimaciones de la velocidad media (*García et al. 2005*).
  - Es independiente de la frecuencia *doppler*.
  - El ruido blanco de los distintos receptores es estadísticamente independiente. Por este motivo, las tensiones tangenciales cruzadas no están afectadas por él (*McLelland y Nicholas, 2000*), pero sí las normales y, por lo tanto, la energía cinética turbulenta. Para flujos con índices de turbulencia elevados este efecto puede ser despreciado (*Nikora y Goring, 1998*).

Todos estos errores, salvo los tipos b), c) y f), alteran la varianza de las fluctuaciones de la velocidad, y por lo tanto se traducen en picos (también denominados *spikes*) en la serie temporal de velocidades (*Hurther y Lemmin, 2001 y 2008*).

Los errores relacionados con el promediado temporal y espacial de las medidas -b) y c), respectivamente- no introducen anomalías en la serie de velocidades, sino que suponen obviar en el análisis las escalas del movimiento correspondientes a frecuencias altas. El límite de estudio se puede observar con claridad en el espectro de densidad de energía.

También en ese espectro es fácilmente identificable el ruido blanco. Debido a su distribución uniforme en todas las frecuencias se presenta como un tramo plano en la zona de valores elevados de  $f$ . Puede incluso modificar la tendencia en el rango inercial, donde la pendiente teórica es de  $-5/3$ . Además, aumenta sensiblemente el nivel de energía en las componentes horizontales de la velocidad (aquellas perpendiculares al eje de emisión del aparato) pero no en la vertical (*Lohrmann et al., 1994*). Por otra parte, varios autores han demostrado que el nivel de ruido blanco es mayor en perfiladores de velocidades que en velocímetros acústicos puntuales tradicionales (*Stone y Hotchkiss, 2007*).

En segundo lugar, se producen errores debido a las **condiciones de medida** (*Hurther y Lemmin, 2008*)

- g) Baja densidad de partículas en el fluido. Ocurre habitualmente en lagos, embalses y cualquier volumen estanco o con una velocidad del agua muy reducida. La falta de elementos que reflejen las ondas emitidas por el equipo se traduce en un menor número de registros, y por lo tanto reduce la calidad de los resultados.
- h) Flujos aireados. El ejemplo más común es de los saltos hidráulicos, donde la presencia de burbujas entre el emisor y el receptor provoca reflexiones anómalas de la onda emitida.
- i) Cercanía a bordes sólidos. En estas zonas el gradiente de velocidades entre los extremos del volumen de control es muy elevado, y es posible que se produzcan anomalías en los registros de los equipos acústicos (*Dombroski y Crimaldi, 2007*).

- j) Presencia de interfaces entre las sondas y el fluido. Las características de la onda emitida varían según el material del que estén compuestas las barreras (*Signal Processing*®, 2012).

De todo lo anterior se concluye que en los registros realizados con técnicas de velocimetría acústica, las fluctuaciones de la velocidad aparecen mezcladas con ruido blanco, *aliasing* y otras alteraciones. Por lo tanto, no deben ser analizadas nunca sin un proceso de filtrado previo (*Wahl, 2003*). En la siguiente sección se presentan diferentes técnicas para mitigar algunos de estos efectos.

### 3.3.3. Filtrado de series de velocidades

El objetivo de las metodologías propuestas a continuación es evaluar y/o disminuir el efecto de algunos de los errores comentados en el apartado anterior. Existen varias formas de conseguir estas correcciones, desde la propia disposición de los elementos del equipo hasta la mejora de las condiciones de medida o la aplicación de diferentes técnicas de post-procesado a los registros realizados. La mayor parte de las metodologías comentadas en esta sección han sido desarrolladas para velocímetros acústicos puntuales. El hecho de utilizar un perfilador que mide velocidades a lo largo de una vertical podría introducir un ruido extra que los filtros presentados no tienen en cuenta.

#### 3.3.3.1. Configuración del equipo

La instrumentación *doppler* para el registro tridimensional de velocidades fue concebida con una sonda emisora y tres receptoras. Sin embargo, existen equipos puntuales, como el Vectrino empleado en esta tesis, que dispone 4 sondas de recepción, de forma que dos de ellas registran la misma componente de la velocidad. Esa redundancia puede utilizarse para estimar el nivel de ruido y sustraerlo del resto de componentes (*Doroudian et al., 2010*). *Huther y Lemmin (2001)* colocaron un cuarto receptor en un perfilador de velocidades y propusieron una metodología para la reducción del nivel de ruido similar a la comentada para velocímetros puntuales.

Además, la propia configuración geométrica de los equipos condiciona la calidad de sus resultados. La incertidumbre de las medidas de la velocidad del Vectrino en la dirección *z* es menor que las de las componentes horizontales *x* e *y*. El ruido presente en estas dos últimas es aproximadamente 30 veces mayor que en *z*, debido a la orientación cercana a la dirección vertical de las sondas receptoras (*Rusello y Cowen, 2011*). *Blanckaert y Lemmin (2006)* modificaron la orientación de las sondas con respecto a la dirección del flujo, situándolas en planos a 45 grados de la misma, y comprobaron la influencia de este parámetro en los resultados.

En cuanto a las técnicas de medida, existen equipos de velocimetría acústica que permiten el registro paralelo con dos frecuencias distintas y de este modo reducen los errores por *aliasing* (DOP3000, *Signal Processing*®). Por otra parte, el ajuste de parámetros como la frecuencia de adquisición interna o el tamaño del volumen de control ayuda a reducir el nivel de ruido presente en las medidas.

#### 3.3.3.2. Condiciones de medida

En el caso de falta de partículas en el medio, el sembrado artificial es una herramienta para la mejora de la señal recibida, y por lo tanto de la calidad de las velocidades registradas. La generación de burbujas de hidrógeno, por ejemplo, permite obtener resultados de gran calidad incluso para flujos inestables y no uniformes (*Meile et al. 2008*). Por otra parte, deben evitarse las medidas cercanas a las fronteras sólidas del flujo. *García et al. (2005)* sugieren una distancia de por lo menos 0.04 m al fondo de un canal prismático recto para realizar medidas con un velocímetro acústico puntual.



### 3.3.3.3. Procesado de resultados

A continuación se detallan algunas de las metodologías de filtrado más usadas en el caso de registros de velocimetría acústica para la eliminación de *spikes*, corrección de los efectos del promediado y evaluación del ruido blanco.

#### (i) Eliminación de *spikes*

- **Corrección sobre los registros de frecuencia (Franca y Lemmin, 2006)**

La forma más directa de eliminar los datos afectados por *aliasing* es identificarlos en los registros de frecuencia *doppler* del aparato. Es necesario corregir los resultados afectados sustrayéndoles el desfase correspondiente. Una vez revisada toda la muestra, se procede a convertir las frecuencias en velocidades. Este método se aplica generalmente cuando se emplean perfiladores contruidos en el propio laboratorio de medida, puesto que presentan mucha flexibilidad de configuración y acceso a variables internas. En el caso de los equipos empleados en esta tesis doctoral (DOP2000 y Vectrino) el acceso y modificación del registro de frecuencias *doppler* no es posible.

- **Filtros RMS (Root Mean Square)**

Asumiendo que el *aliasing* se traduce en una anomalía en la intensidad de la velocidad se pueden identificar los valores que superen un determinado umbral y sustituirlos por otro promedio. Normalmente se relaciona ese umbral con la desviación típica de la muestra. Es habitual fijar el factor suponiendo una distribución normal de la probabilidad, a pesar de que esa premisa no siempre se cumple en flujos turbulentos (Castillo, 2009). Algunos equipos de velocimetría acústica tienen implementada la posibilidad de aplicar filtros de este tipo. Así, indicando el valor de velocidad esperado y los márgenes de variación, se eliminan los resultados fuera del rango resultante (Signal Processing®, 2012).

- **Filtro de umbral de aceleración (Nikora y Goring, 2000)**

Este método constituye una mejora del anterior, puesto que no sólo tiene en cuenta la varianza de la velocidad sino también las aceleraciones resultantes. Establece, por lo tanto, dos condiciones para considerar un registro como válido:

- 1) La aceleración en cada instante no puede exceder a la de la gravedad multiplicada por un cierto factor:  $|a_i| < k \cdot g$
- 2) La desviación de cada valor instantáneo sobre la media no puede exceder a la desviación típica de la muestra multiplicada por un cierto factor:  $|v_i| < |\bar{v} \pm k \cdot \sigma_v|$

Igual que en el caso anterior, los factores de admisibilidad se definen de forma arbitraria o suponiendo una determinada distribución estadística de las velocidades.

- **Filtros wavelet (Donoho y Johnstone, 1994)**

Este tipo de metodologías se basa en la descomposición de la señal de velocidades en diferentes ondas, a través de la dilatación/compresión y traslación de familias ortogonales (Roy et al. 1999). Aquéllas con mayor frecuencia característica son las que contienen la mayor parte del ruido, por lo que el filtrado se realiza sobre ellas, eliminando toda fluctuación de la señal que esté por encima de un cierto valor. Un ejemplo de aplicación de este tipo de filtros a resultados de un perfilador de velocidades puede encontrarse en Franca (2005).

Todos los métodos comentados hasta el momento proporcionan resultados adecuados en la eliminación de *spikes* aislados, pero no en el caso de existir varios consecutivos. Los filtros que se enumeran a continuación surgen como respuesta a esta carencia:

- **Filtro de umbral fase-espacio (Goring y Nikora, 2002)**

Este método, cuyo uso está muy extendido en el tratamiento de datos de velocimetría acústica, se basa en el uso de los mapas de Poincaré. Estos gráficos representan los valores de una variable frente a sus derivadas primera y segunda. El motivo de evaluarlas radica en que amplifican la relevancia de las componentes de alta frecuencia, y es en ellas donde se espera encontrar las anomalías de la señal. La metodología asume que los resultados correctos deben agruparse en un elipsoide definido teniendo en cuenta los valores máximos esperados en la serie (umbral universal). Este filtro se aplica sobre el registro de fluctuaciones de la velocidad, obtenido tras eliminar la media y, en algunos casos, las variaciones de baja frecuencia. Todas ellas se vuelven a introducir en el registro tras el filtrado. Se ejecuta de forma independiente sobre los resultados en cada una de las dimensiones, si bien los tres están relacionados puesto que se calculan aplicando una rotación a los datos fuente del velocímetro. Por ello, en la modificación de *Wahl (2003)*, se propone eliminar las tres componentes del registro de un determinado instante si en cualquiera de ellas aparece un *spike*.

- **Filtro de correlación (Cea et al. 2007)**

Se trata de un método similar al umbral fase-espacio, pero en este caso basado en la correlación cruzada entre distintas componentes de la velocidad, sin hacer uso de las derivadas de la misma. La segunda particularidad de este filtro radica en que no se utiliza como criterio la relación entre un dato y sus adyacentes, sino que cada uno se trata como si estuviese aislado. Esto proporciona buenos resultados en los grupos de *spikes*, aunque por otra parte pierde la capacidad de resaltar las altas frecuencias que se obtiene al derivar la velocidad con respecto al tiempo (*Roy et al. 1999*).

(iii) Eliminación del ruido blanco

- **Uso de medidas de velocidad en reposo (Nikora y Goring, 1998)**

Este método descompone la velocidad en una componente real y otra debida al ruido, y propone la realización de medidas en reposo para evaluar la segunda de ellas. Sustrayendo esa componente a las medidas del flujo de estudio se comprueba que el ruido puede llegar a introducir variaciones importantes en el valor de los parámetros turbulentos. Según otros autores, este método presenta muchas limitaciones en flujos altamente turbulentos y/o con una gran cantidad de aire, puesto que las propiedades del fluido en reposo y movimiento son completamente diferentes (*Cea et al. 2007*).

- **Cálculo del nivel de ruido (Voulgaris y Trowbridge, 1998)**

Estos autores proponen dos métodos para estimar el ruido blanco presente en las medidas. El primero consiste en el cálculo a través de la varianza de la cola del espectro de densidad de energía. Asumiendo que se trata de ruido blanco, la integración de ese valor a lo largo de todo el espectro de frecuencias proporcionará una estimación de la energía debida al mismo. Este método parece adecuado en el caso de flujos con bajo nivel de energía, pero no en aquéllos de alta turbulencia, donde las escalas de mayor frecuencia contienen tanto ruido como parte de las fluctuaciones naturales de la señal.

El segundo método se basa en el uso de registros independientes realizados con dos equipos distintos en el mismo flujo. No es posible conocer la velocidad real del flujo, puesto que toda medida acarrea un error, pero disponer de dos sistemas de ecuaciones permite eliminar esa variable y por lo tanto estimar el ruido. Al aplicar esta técnica se asume que un aparato midiendo el mismo flujo proporciona siempre resultados con idéntica calidad. Esto no siempre es así, puesto que hay variables que se escapan al control del usuario, como la densidad de partículas o la presencia de burbujas de aire en el fluido (*García et al. 2005*).

El hecho de que el ruido blanco esté distribuido homogéneamente en las frecuencias hace que no se pueda eliminar en las series temporales. Sin embargo, es posible extraer sus efectos integrales de algunos de los parámetros turbulentos (*García et al. 2005*). Es importante destacar que, si bien es posible obtener espectros de densidad de energía con parte del ruido filtrado, su transformación en series de velocidad filtradas no es inmediata. Existen muchas realizaciones temporales de un determinado espectro, por lo que al calcularlas sin ninguna información extra sobre su distribución se está introduciendo una componente aleatoria en el análisis. Por este motivo, se ha decidido no aplicar ningún filtro de este tipo a los resultados de la campaña experimental.

#### (iv) Remplazo de datos filtrados

En todas las técnicas comentadas el remplazo de datos tiene una gran importancia. De no realizarlo, la muestra filtrada no sería continua, por lo que, si bien se podrían calcular parámetros turbulentos, no sería posible evaluar el espectro de densidad de energía o la función de autocorrelación. En lo que se refiere a las series temporales, el método de remplazo más simple consiste en sustituir los valores de velocidad filtrados por la media temporal, de forma que la fluctuación resultante sea nula. Existen, sin embargo, otros ajustes más indicados para obtener un registro realista, como un polinomio de orden tres o mayor. En el caso de que el tiempo entre muestras esté en el entorno del tiempo integral, un simple ajuste lineal es adecuado como método de remplazo (*Cea et al. 2007*).

En cuanto al promediado espacial, existe la posibilidad de sustituir los valores filtrados por una media espacial de sus adyacentes. Algunos autores (*Westerweel y Scarano, 2005*) utilizan el valor de la mediana en lugar del promedio, puesto que proporciona mejores resultados en el caso de que existan varios valores erróneos en el entorno del punto de estudio.

### 3.4. Instrumentación de posicionamiento y medida

Para la ejecución de los ensayos recogidos en la campaña experimental ha sido necesaria la utilización de distintos equipos en el laboratorio. Además de las velocidades se midieron variables auxiliares como el calado, la posición del fondo o el caudal, que son necesarias para la caracterización hidrodinámica del tramo y el cálculo de resultados. Por otra parte, la precisión en el posicionamiento para la realización de estas medidas tiene gran importancia. A continuación se detallan todos los equipos utilizados en la campaña experimental.

#### 3.4.1. Posicionamiento en planta

El modelo del río Mero cuenta con un sistema de guiado que permite posicionar en planta de forma muy precisa los equipos de medida. El dispositivo se basa en dos raíles metálicos que siguen las direcciones de los ejes cartesianos  $\{X, Y\}$  y de los que está suspendido un soporte al que se pueden acoplar los equipos de medida de calado, fondo y velocidad. La ubicación en planta se realiza, por lo tanto, de forma automática, mientras que la posición vertical debe ser ajustada a mano.



Figura 3.9. Sistema de posicionamiento en planta. Ejes de guiado señalados en rojo.

### 3.4.2. Registro de velocidades. Selección de la instrumentación óptima

Como se ha comentado, en esta tesis se han utilizado dos equipos para el registro de velocidades: un velocímetro puntual de cuatro receptores (Vectrino Nortek®) y un perfilador acústico de velocidades (DOP2000 Signal Processing®). Los dos equipos se orientaron en paralelo a los ejes globales de modelo (x,y,z). Una vez obtenidos los resultados, se pueden girar según las direcciones que resulten de interés para su análisis.

El montaje del Vectrino en el modelo físico del río Mero puede verse en la Figura 3.7 (Apartado 3.3 de este Capítulo). La Figura 3.10 (a) muestra un detalle de la configuración espacial de las sondas. Se trata de 4 transductores que emiten ondas acústicas con  $f_e=10$  MHz. La sonda de recepción registra 5000 velocidades tridimensionales por segundo que, tras un promediado interno de 200 muestras, resulta en una frecuencia de la serie temporal de resultados  $f=25$  Hz.

Cabe destacar la construcción de un dispositivo que ha permitido contar con registros del Vectrino en puntos cercanos a la superficie del agua. Se trata de una cámara para alojar las sondas, consistente en un tubo de PVC cerrado con material plástico (*mylar*) en el fondo, como interfaz entre la superficie del agua en el modelo y la contenida en la cámara (Figura 3.10 b). Otros autores usaron previamente este material (entre ellos *Franca, 2005* y *Hurther, 2001*), puesto que su impedancia acústica es extremadamente baja, lo que reduce mucho las interferencias que genera en la interfaz entre fluidos. Aún así, los puntos cercanos a la superficie, así como los que se registran con el Vectrino situado en una posición cercana a ella, se descartan por estar afectados por perturbaciones. Se ha estimado el espesor de la capa límite generada por la presencia del accesorio y se ha comprobado que su presencia no afecta a la zona donde se realizan las medidas.

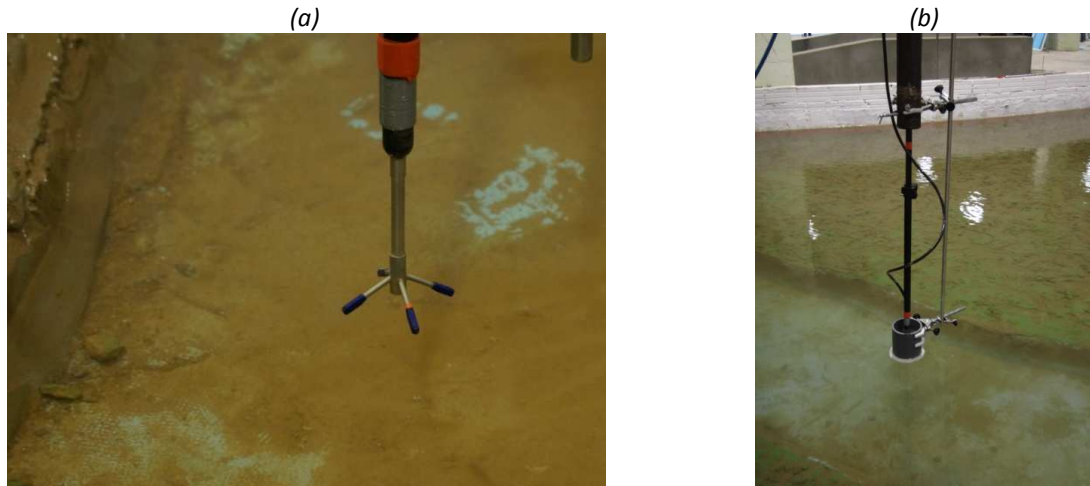


Figura 3.10. Detalle del montaje en el laboratorio del Vectrino (a) y del dispositivo de medida en la franja superior del flujo (b)

En el caso del perfilador de velocidades, el tipo de transductores, su distribución espacial y los valores de los parámetros de medida se definieron después de realizar diversas pruebas, teniendo en cuenta la extensión de la banda muerta y el nivel de ruido proporcionado por las configuraciones ensayadas. Finalmente se optó por la instalación de sondas de frecuencia característica  $f_e=2$  MHz y diámetro  $d=14$  mm (emisión) y  $d=8$  mm (recepción). Esta última se colocó en dirección vertical y en torno a ella se situaron simétricamente los tres transductores de recepción, formando entre sí un ángulo horizontal de  $120^\circ$  y de  $15^\circ$  con el eje  $z$ . La distancia entre los centros de sus cabezas y el de la sonda emisora es de 20 mm. La Figura 3.11 ofrece varias perspectivas del montaje experimental del DOP2000, así como del soporte construido para albergarlo. En cuanto a la configuración de medida, la frecuencia interna de registro se ajustó para cada punto. Una vez establecido en 52 el número de perfiles a promediar, se obtuvieron frecuencias de salida de resultados de entre 7 y 11 Hz.

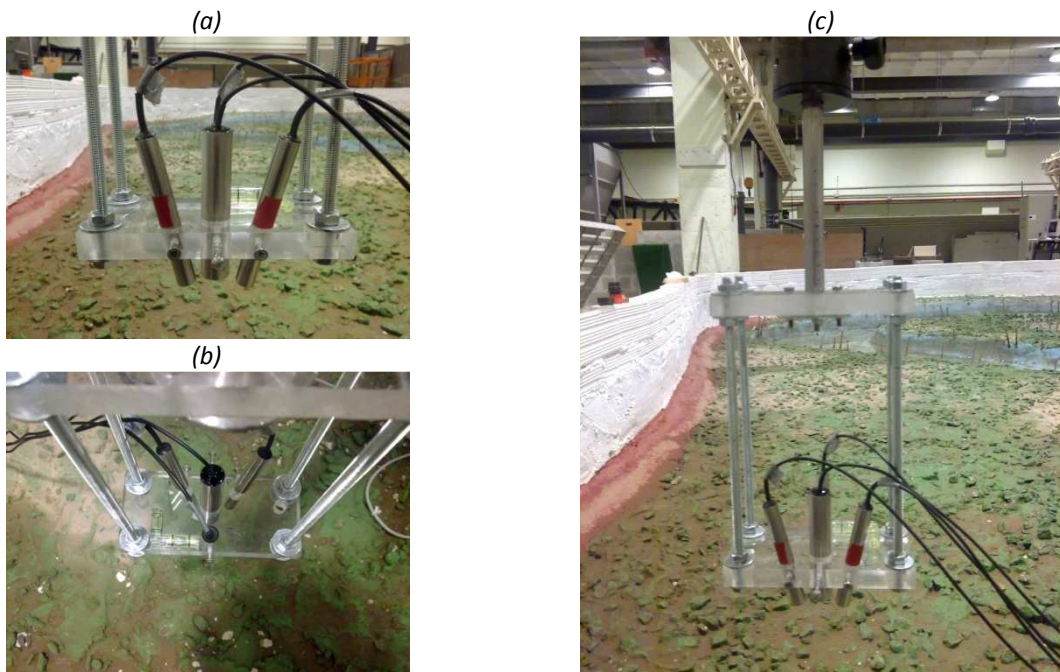


Figura 3.11. Distintas vistas del montaje en el laboratorio del DOP2000

Como ya se ha comentado en la introducción de este Capítulo, las series de velocidades registradas por el perfilador DOP2000 contienen un nivel de ruido elevado, debido a la interacción entre las ondas emitidas por los tres transductores de emisión a lo largo del perfil de medida. Se realizaron multitud de pruebas de medida con el DOP2000, tanto en el modelo físico como en canales de geometría simple, variando diversos parámetros de configuración para reducir el nivel de ruido en los resultados. En colaboración con la empresa fabricante del equipo se optimizó su configuración para las condiciones de flujo planteadas en la campaña experimental. Una vez establecidas, se realizó una comparación entre los resultados del perfilador y los del Vectrino en varios puntos del modelo. A continuación se presenta un ejemplo de la comparación de los resultados proporcionados por ambos equipos en términos de velocidad horizontal, longitudinal y energía cinética turbulenta.

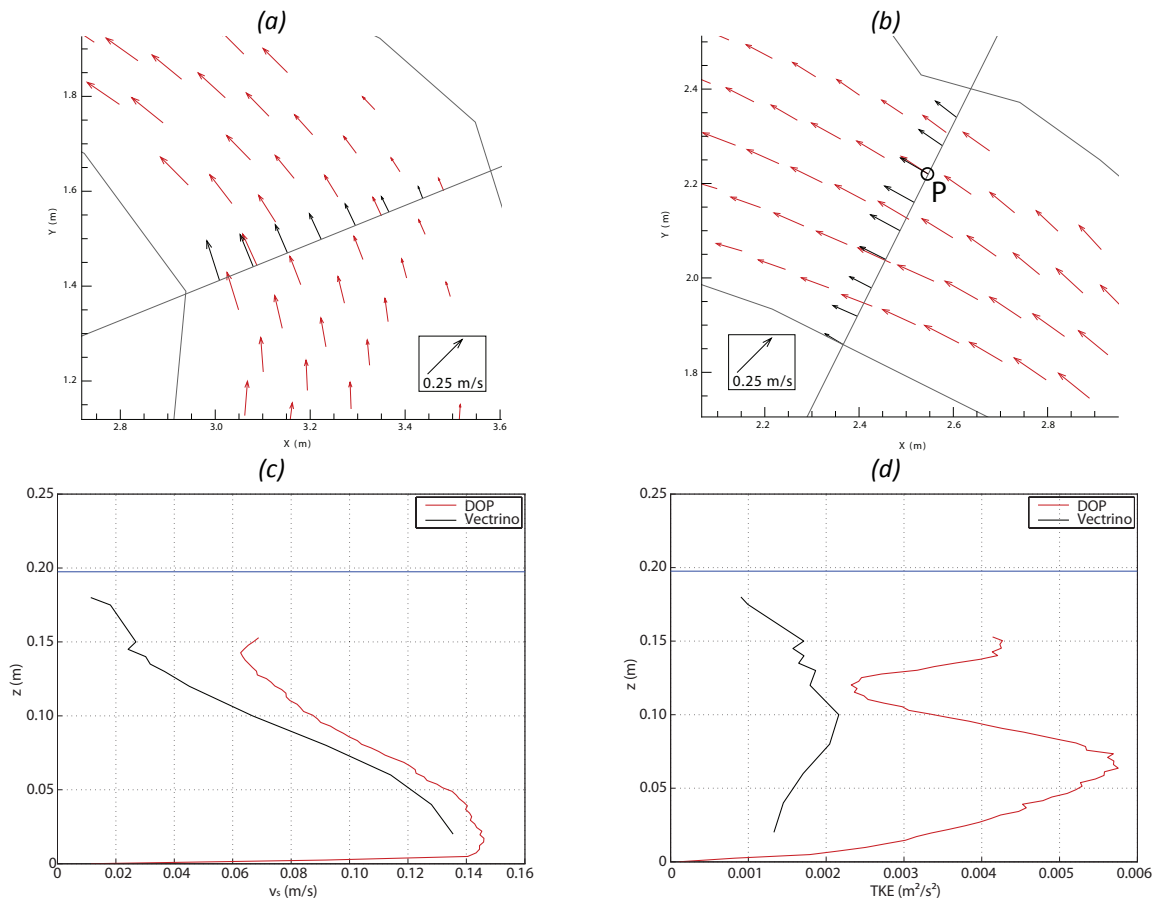


Figura 3.12. Comparación de las velocidades horizontales medias registradas con DOP (rojo) y Vectrino (negro) para  $Q=8$  L/s en las secciones central (a) y posterior (b) a la primera curva del meandro. Perfiles verticales de velocidad longitudinal (c) y TKE (d) en la posición P para  $Q=35$  L/s.

La Figura 3.12 muestra una superposición de las velocidades horizontales medias registradas con DOP2000 (rojo) y Vectrino (negro) para el caso de flujo simple en el entorno de dos secciones del modelo: una en el vértice de la primera curva (a) y otra después (b). La dirección de la velocidad medida por ambos equipos es muy similar en todos los casos, mientras que la magnitud de los resultados del perfilador es ligeramente mayor que la proporcionada por el Vectrino. La comparación del perfil de velocidad longitudinal ( $v_s$ ) en la posición P – donde existe un alto grado de reorientación del flujo – confirma esta conclusión: los resultados del DOP2000 reflejan bien la evolución de este parámetro, y tienen una magnitud entre un 10 y un 20% mayor que las medidas del Vectrino (Figura 3.12 c). Sin embargo, al comparar los perfiles de energía cinética turbulenta calculados según los registros de ambos aparatos (Figura 3.12 d) se observan diferencias mucho mayores. Para valores de  $z$  entre 0.02 y 0.08 m la TKE obtenida con el perfilador es más del doble que la correspondiente al Vectrino.

Para confirmar la conveniencia del uso de los registros del DOP2000, la Figura 3.13 compara sus resultados en el punto P (Figura 3.12 b) con los del Vectrino, en términos de espectros de energía. Se observa que, a partir de  $f=1$  Hz, para la misma frecuencia el nivel energético proporcionado por el Vectrino (a) es menor que el del DOP2000 (b), llegando este último a estar varios órdenes de magnitud por encima para  $f=3-4$  Hz. Además, en el espectro calculado con los datos del perfilador (Figura 3.13 b) la pendiente de las componentes horizontales del espectro se aleja de  $-5/3$  a partir de  $f=1$  Hz, y en su cola se aprecia una zona plana, que indica la existencia de ruido blanco.

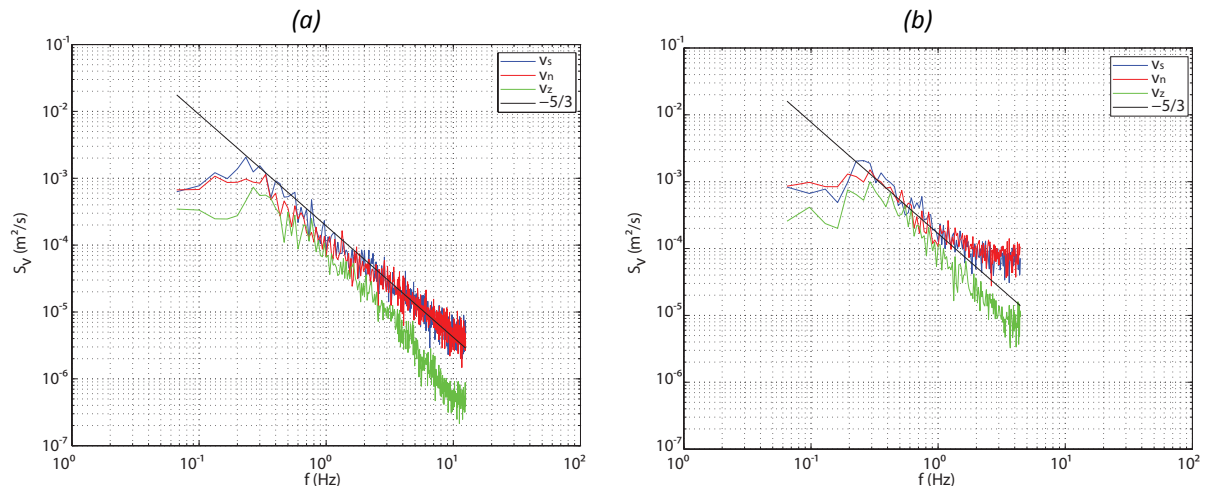


Figura 3.13. Ejemplo de espectro de densidad de energía de los registros de velocidad del Vectrino (a) y el DOP2000 (b) en un punto de la vertical P situado a 0.12 m del fondo para  $Q=35$  L/s

De este análisis se concluye que los registros del DOP2000 presentan un nivel elevado de ruido que distorsiona la magnitud de las velocidades medias pero no su orientación. En cambio, tanto el valor como el patrón de evolución espacial de la *TKE* se ven altamente distorsionados por la energía introducida por el ruido del equipo. Todo esto descarta los registros del perfilador para el análisis de parámetros turbulentos, pero no para el estudio de velocidades medias y la descripción cualitativa del flujo, tal y como otros autores señalaron con anterioridad (Stone y Hotchkiss, 2007). En cuanto al Vectrino, sus registros se han usado para la caracterización cuantitativa de detalle del flujo en las secciones de análisis.

### 3.4.2. Instrumentación auxiliar

Para el registro de la posición de la superficie libre del agua se han utilizado sondas ultrasónicas Pepperl+Fuchs UB-500, cuyo funcionamiento se basa en la emisión de impulsos acústicos de frecuencia muy elevada (380 kHz). A través del tiempo que tarda la onda en llegar al objeto se puede calcular la distancia a la que se encuentra. La resolución de este equipo depende del rango de detección para el que se configure, con un máximo de 0.13 mm.

La posición del fondo en cada punto de medida se definió midiendo la distancia a un punto fijo elevado con un sensor de punta. El uso de este método en lugar de las sondas empleadas en el registro de calados se debe al ángulo de divergencia que presentan aquéllas y que las hace inadecuadas para la definición, por ejemplo, de los taludes verticales que separan el cauce de la llanura.

Por último, se realizaron registros del caudal de forma simultánea a los de velocidad. Se utilizó un caudalímetro electromagnético ABB intercalado en un tramo recto, suficientemente largo, de la conducción de entrada al modelo. Estos equipos crean un campo magnético uniforme perpendicular a la dirección del movimiento. El movimiento de cargas en el fluido genera una fuerza electromotriz inducida cuya intensidad es proporcional al caudal, que se calcula para una sección a través de registros de potenciales en diferentes puntos de la misma.



### 3.5. Campaña experimental

#### 3.5.1. Zonas de análisis

Se han definido dos mallas de medida asociadas con cada uno de los dos equipos de velocimetría utilizados y con objetivos diferenciados. La red de puntos de registro para el perfilador DOP2000 tiene como objetivo proporcionar una caracterización cualitativa general del flujo, por lo que se extiende a lo largo de todo el modelo. En cambio, de los registros de velocidades del Vectrino se espera una definición de detalle de la hidrodinámica en tramos curvos compuestos, por lo que se ha centrado en tres secciones concretas del modelo. En los siguientes apartados se definen con detalle estas dos redes de medida.

##### 3.5.1.1. Medidas con el Vectrino

Con el objetivo de caracterizar la evolución hidrodinámica a lo largo de la primera curva del meandro compuesto se han definido tres secciones de análisis situadas antes de la misma, en su vértice, y en el tramo de transición posterior. El ángulo total entre la sección inicial y final es de  $110^\circ$ . En la Figura 3.14 se detalla su posición, ángulo con el eje X ( $\alpha$ ), radio de curvatura ( $R$ ) y ancho del cauce ( $b$ ). Las tres secciones se extienden lateralmente hacia las dos llanuras una distancia ligeramente mayor que el ancho del cauce, de forma que se pueda caracterizar la transición al flujo característico de esas zonas. La resolución transversal ( $r_t$ , distancia horizontal entre puntos de medida) es mayor en la zona del canal principal y el sector contiguo de las llanuras ( $r_t = 0.1 \cdot b$ , tomando como referencia a *Shiono y Muto, 1998*). En las márgenes  $r_t$  aumenta al doble, puesto que se espera un flujo más homogéneo en las zonas alejadas de las orillas del cauce.

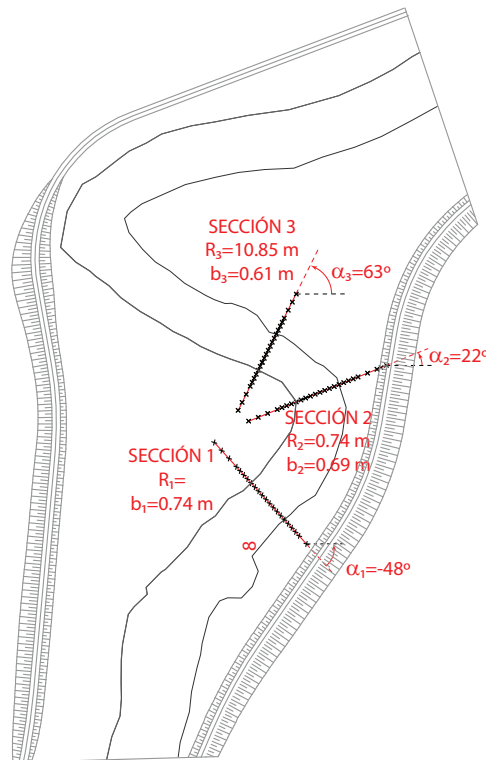


Figura 3.14. Localización y características de las secciones de medida con el Vectrino

En cuanto a la resolución vertical  $r_z$ , se han definido tres valores, de nuevo atendiendo al interés hidrodinámico de las distintas zonas de la sección de estudio. En la zona más cercana al fondo  $z < 0.12 \text{ m}$  se ha tomado un valor de  $r_z = 20 \text{ mm}$ , mientras que en la franja central ( $0.13 \text{ m} < z < 0.0.15 \text{ m}$ , entorno de la altura del cauce) su valor llega hasta  $r_z = 5 \text{ mm}$ , para poder caracterizar con detalle los procesos de intercambio y transición entre



el cauce y la llanura de inundación. Existe una resolución intermedia  $r_z=10$  mm, que se usa en las transiciones entre las dos anteriores. En la franja superior, debido a la técnica empleada, se usa la resolución mayor para contar con resultados cercanos a la superficie. La malla de puntos resultante depende del escenario de ensayo, por lo que se detalla en el Apartado 3.5.2 de este Capítulo, junto con la geometría transversal de las secciones.

### 3.5.1.2. Medidas con el DOP2000

Esta red incluye posiciones de medida a lo largo de todo el modelo físico. Se trata de una red con tres densidades espaciales de puntos distintas, de forma que las zonas de mayor interés hidrodinámico queden definidas con una resolución mayor (Figura 3.15). Así, la zona del cauce central y sus márgenes laterales en la denominada *zona de cruce* (transición entre la primera y la segunda curva del meandro, donde se espera un elevado intercambio de masa entre el cauce y las llanuras) se han cubierto con la densidad más elevada ( $d_1=100$  verticales/m<sup>2</sup>). La densidad intermedia ( $d_2=25$  verticales/m<sup>2</sup>) se ha empleado para el canal principal en el tramo recto inicial del modelo. Por último, para la segunda curva y las llanuras de inundación laterales se ha utilizado la densidad  $d_3=4$  verticales/m<sup>2</sup>.

En cada uno de estas posiciones se han registrado las velocidades tridimensionales a lo largo del perfil vertical completo, excluyendo la zona superior, debido a la sumergencia del aparato y a la banda muerta que este tipo de registros presentan. Esta franja supone aproximadamente un 20% del calado total, ligeramente mayor que en los resultados de otros autores (Albayrak y Lemmin, 2011). La resolución vertical de las medidas se definió, como  $r_z=1.3$  mm para escenarios de flujo simple y  $r_z=2.4$  mm para inundaciones.



Figura 3.15. Red de medida de puntos para el DOP2000

### 3.5.2. Escenarios de ensayo

Se han analizado tres escenarios de ensayo para la campaña experimental. El primero de ellos es un caso de flujo simple, en el que el agua fluye solamente por el cauce principal del modelo. Se ha establecido en un caudal  $Q=8$  L/s, que corresponde al punto previo al desbordamiento del río. Los escenarios 2 y 3 corresponden

a flujos de inundación, en los que el modelo se encuentra totalmente anegado y el agua circula tanto por el cauce como por las llanuras laterales, con un grado de sumergencia distinto para cada uno de ellos. La Tabla 3.2 resume las características hidrodinámicas principales de cada uno de estos escenarios, calculadas tomando como referencia los datos de la Sección 1. En el caso de los parámetros adimensionales, se ha utilizado para el cálculo el calado equivalente ( $h_{eq}$ ) que resulta de la ponderación por áreas de los correspondientes al cauce y las llanuras de inundación. Los valores del número de Reynolds son en todos los casos mayores que 5000, lo que garantizan que se desarrolle régimen turbulento (*Chanson, 2004*) y que el modelo es suficientemente grande para que no haya efectos de escala debidos a las fuerzas viscosas.

Tabla 3.2. Parámetros característicos de los escenarios de ensayo: Caudal ( $Q$ ), velocidad media ( $v_m$ ), calado en el cauce ( $h_c$ ), en la llanura ( $h_l$ ) y equivalente ( $h_e$ ), ponderación de  $h_c$  y  $h_l$  según sus áreas, radio hidráulico ( $R_h$ ), sumergencia ( $D_r$ ), número de Reynolds ( $Re$ ) y de Froude ( $Fr$ ) y velocidad crítica ( $u^*$ )

| Caudal<br>(L/s) | Velocidad<br>media<br>(m/s) | Calado<br>cauce<br>(m) | Calado<br>llanura<br>(m) | Calado<br>equivalente<br>(m) | Radio<br>hidráulico<br>(m) | Sumergencia             | Número de<br>Reynolds      | Número de<br>Froude             | Velocidad<br>crítica<br>(m/s)          |
|-----------------|-----------------------------|------------------------|--------------------------|------------------------------|----------------------------|-------------------------|----------------------------|---------------------------------|--|
| $Q$             | $v_m = \frac{Q}{A}$         | $h_c$                  | $h_l$                    | $h_e$                        | $R_h$                      | $D_r = \frac{h_l}{h_c}$ | $Re = \frac{v_m h_e}{\nu}$ | $Fr = \frac{v_m}{\sqrt{g h_e}}$ | $u^* = \sqrt{\frac{f \cdot v_m^2}{8}}$ |
| 8               | 0.121                       | 0.110                  | 0                        | 0.110                        | 0.071                      | 0                       | 13310                      | 0.116                           | 0.009                                  |
| 35              | 0.093                       | 0.190                  | 0.050                    | 0.093                        | 0.064                      | 0.26                    | 8649                       | 0.097                           | 0.010                                  |
| 60              | 0.099                       | 0.235                  | 0.090                    | 0.123                        | 0.101                      | 0.38                    | 12177                      | 0.090                           | 0.010                                  |

Teniendo en cuenta las resoluciones laterales y verticales definidas en el apartado anterior y los calados característicos resultantes para cada uno de los escenarios de ensayo, la red de puntos de medida seleccionada para las tres secciones de ensayo del Vectrino es la que se presenta en la Figura 3.16. La perspectiva para la presentación de resultados es siempre hacia aguas abajo. Se establece un sistema de coordenadas curvilíneo con origen en el primer punto de la llanura izquierda y  $z=0$ . La referencia de cotas se toma en el fondo del punto más bajo de los analizados (Sección 2).

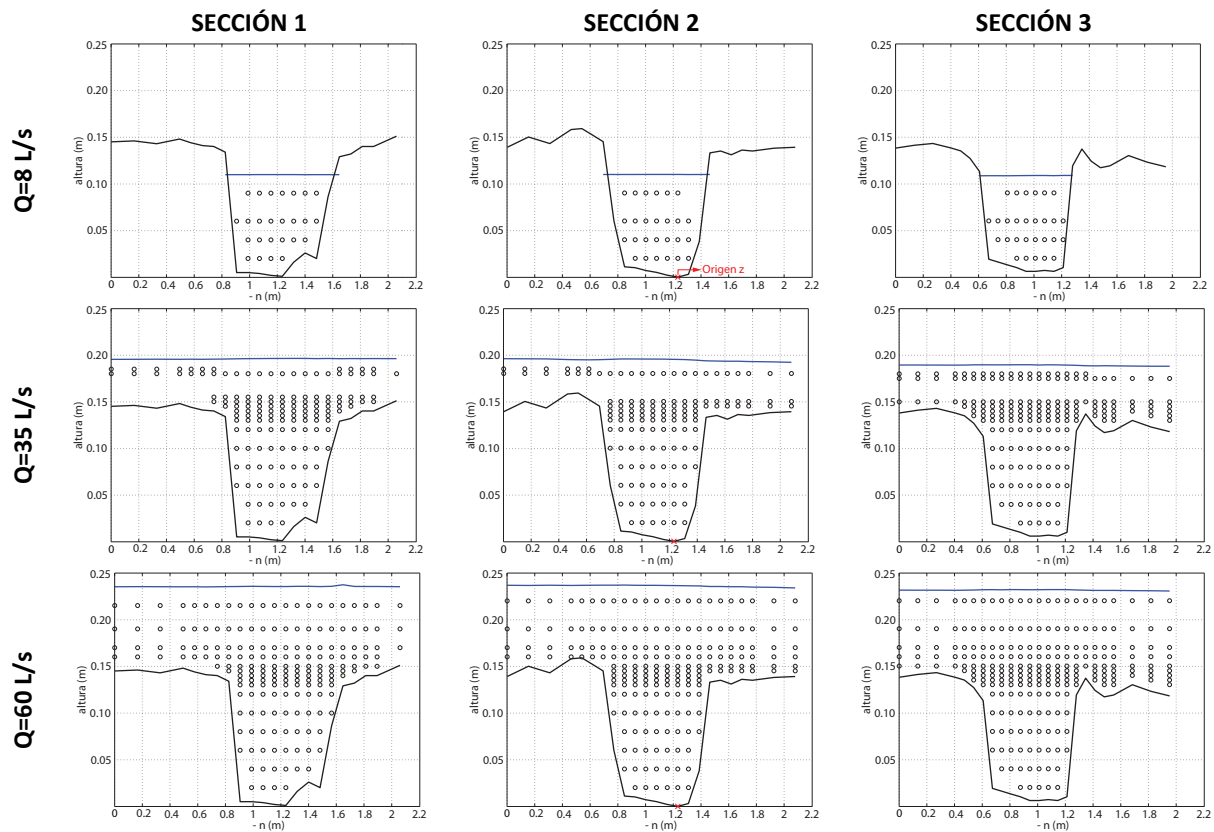


Figura 3.16. Red de puntos de medida con el Vectrino para todas las secciones y escenarios de ensayo

### 3.5.3. Determinación del tiempo de medida

La longitud de la muestra empleada para el cálculo de parámetros hidrodinámicos y turbulentos determina, en primer lugar, la magnitud de las mayores escalas del flujo que se pueden captar. *Soulsby (1980)* afirma que la fuente de error más importante en la determinación de la intensidad turbulenta es la debida al hecho de no tener en cuenta las fluctuaciones de baja frecuencia, que están asociadas a períodos, y por lo tanto, longitudes de muestra elevados. Este error se uniría a los de alta frecuencia (*spikes*), que se reducen a través de los filtros comentados en el Apartado 3.3 de este Capítulo.

Para determinar el tiempo de medida óptimo en las distintas condiciones de flujo de esta campaña experimental se ha utilizado la técnica *bootstrap* propuesta por *Buffin-Bélanger y Roy (2005)*. Se trata de calcular, a partir de un registro de larga duración, el error cometido al evaluar distintos parámetros a partir de fracciones de la muestra. Esta técnica se ha aplicado a varios registros de 30 minutos de longitud realizados con el Vectrino en distintos puntos de la Sección 3 a una cota  $z=0.13$  m para diferentes caudales. Se ha escogido esta posición puesto que se espera que la divergencia entre el flujo en el cauce y la llanura maximice la complejidad del flujo y la intensidad de la turbulencia, especialmente a la cota escogida (en el entorno del contacto entre las dos zonas). A continuación se presentan los resultados relativos a la posición *P* (ver localización en la Figura 3.12). La Figura 3.17 presenta el error cometido al calcular la velocidad total (*a*) y la energía cinética turbulenta (*b*) al evaluar muestras de diversa longitud.

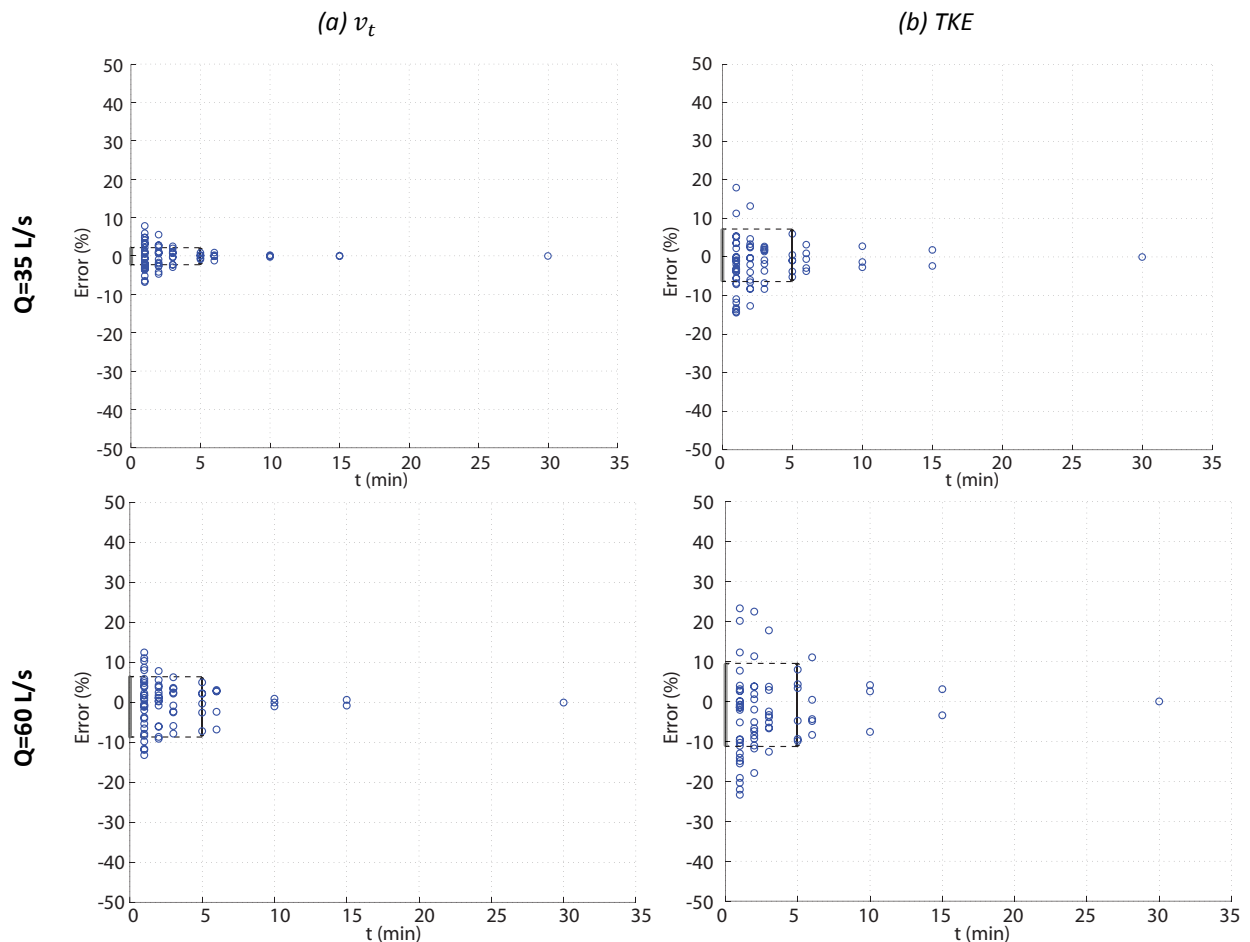


Figura 3.17. Error cometido en la determinación de la velocidad total ( $v_t$ ) y la energía cinética turbulenta (TKE) en el punto *P* (ver Figura 3.12),  $z=0.13$  m para diferentes caudales de ensayo

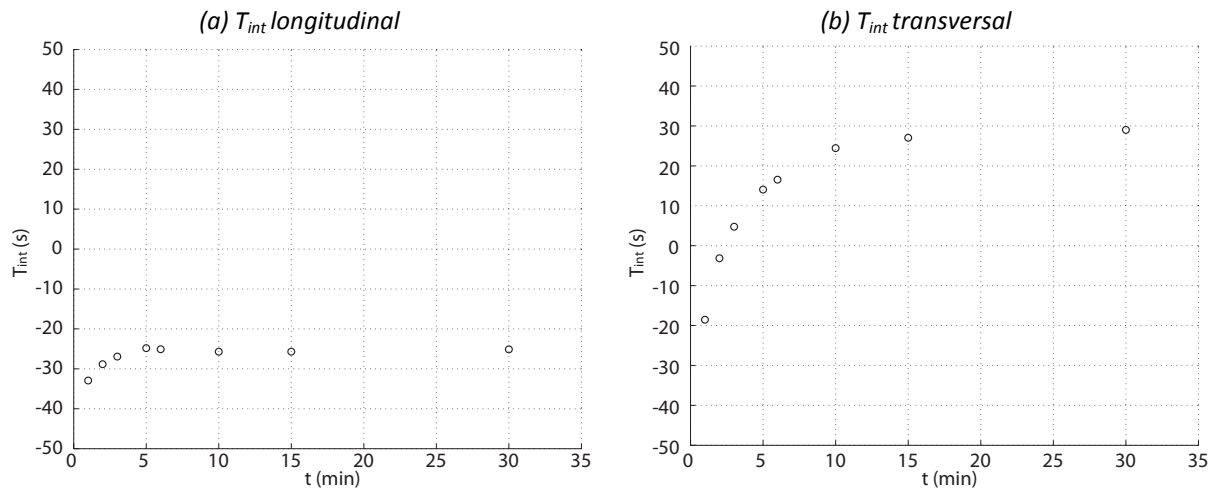


Figura 3.18. Tiempo integral medio en las direcciones longitudinal (a) y transversal (b) en el punto P (ver Figura 3.12),  $z=0.13$  m para  $Q=60$  L/s y diferentes longitudes de muestra

En la Figura 3.18 se presentan los resultados relativos al tiempo integral ( $T_{int}$ ) calculado con diferentes longitudes de muestra. En la dirección longitudinal el tiempo integral es menor, y se encuentra estabilizado a partir de los 5 minutos. En la dirección transversal, la magnitud de  $T_{int}$  aumenta, y a los 5 minutos ya ha alcanzado el 80% de su valor último. Teniendo en cuenta todos estos resultados se ha establecido el tiempo de medida en 300 segundos (5 minutos). Según el análisis de estabilidad del valor de la velocidad total y la energía cinética turbulenta ya comentado, el tiempo de medida seleccionado proporcionado unos errores en el cálculo de  $v_t$  y TKE menores al 8 y al 10%, respectivamente (Figura 3.17).

### 3.5.4. Metodología de procesamiento de las series instantáneas de velocidades

Teniendo en cuenta las características de la instrumentación, el modelo físico y el flujo expuestas a lo largo de este Capítulo se diseñó una metodología de adquisición y procesamiento de datos. Para la toma de datos se ha utilizado el software proporcionado por los diferentes equipos de medida mencionados en este Capítulo. A continuación se resumen los pasos necesarios para un correcto registro y tratamiento de las series de velocidades tridimensionales:

#### Adquisición de datos

- Posicionamiento del equipo en el punto de medida con ayuda del sistema de guiado (coordenadas horizontales) y de los mecanismos de ajuste de la posición vertical (coordenada  $z$ ).
- Inspección visual de las series antes de su registro. En el caso del Vectrino, es importante realizar esta comprobación en aquellos registros realizados con la cámara de *mylar*, puesto que es habitual que presenten un nivel de ruido elevado. Para las medidas realizadas con DOP2000, se comprobó la existencia de anomalías periódicas en el perfil de velocidades causadas por la cercanía a fronteras sólidas, ajustando la frecuencia de la onda emitida para evitar estos fenómenos.
- Registro de las series de velocidades durante 5 minutos.

#### Procesado

- Extracción de los resultados de velocidades en los ejes  $\{x, y, z\}$  a partir de los archivos fuente generados por el equipo. Eliminación de la zona superior del perfil ( $\approx 30$  mm) en el caso de los resultados registrados con el DOP2000.
- Filtrado de las series temporales de velocidades en  $\{x, y, z\}$  con el método del umbral fase-espacio de *Goring y Nikora, 2002*.
- Remplazo de los datos filtrados usando una interpolación lineal.

- Rotación de los resultados filtrados hacia los ejes longitudinal (*streamwise*), transversal (*spanwise*) y vertical (z).
- Cálculo de los valores medios de las velocidades y los parámetros turbulentos de interés: *TKE*, intensidades y tensiones tangenciales.
- Suavizado espacial de datos a través de un filtro de mediana condicionado, similar al utilizado por *Westerweel y Scarano (2005)* para resultados de registros con técnicas *Particle Image Velocimetry (PIV)*. Se excluyen los valores de un parámetro  $p$  que cumplan el siguiente criterio:

$$|p| > m_c \pm F \cdot \sigma_c$$

donde  $m_c$  y  $\sigma_c$  son, respectivamente, la mediana y la desviación típica del conjunto de valores que rodean al punto de análisis. Este filtro se aplica tanto a parámetros de primer orden (velocidades, *TKE* y tensiones,  $F=3$ ) como a las derivadas obtenidas para el cálculo de otras variables ( $F=2.5$ ). Para el cálculo de los gradientes espaciales se ha usado el método de diferencias finitas con un esquema centrado truncado en las fronteras de las secciones, de forma que se puedan calcular las derivadas en los puntos contiguos a ellas.

Esta metodología de adquisición y procesamiento de resultados se ha definido teniendo en cuenta todos los aspectos comentados en este Capítulo, relacionados tanto con el flujo en el modelo como con la instrumentación empleada. En este sentido se considera de especial relevancia el trabajo de configuración del DOP2000 realizado en colaboración con Signal Processing®. La aplicación de la metodología definida ha permitido la obtención de series de velocidades en puntos a lo largo de todo el modelo, que se han utilizado para caracterizar su régimen hidrodinámico en términos medios e instantáneos. Los Capítulos 4, 5 y 6 de esta tesis doctoral presentan, respectivamente, los resultados y conclusiones más relevantes referidos al flujo horizontal, corrientes transversales y distribución de la turbulencia.

### 3.6. Bibliografía

- Albayrak, I.; Lemmin, U. *Secondary currents and corresponding surface velocity patterns in a turbulent open-channel flow over a rough bed*. Journal of Hydraulic Engineering 2011, 137 (11), 1318-1334.
- Bendat, J.S.; Piersol, A.G. *Random Data. Analysis and Measurement Procedures*. Wiley & Sons, 3rd Edition; 2000
- Blanckaert, K.; Lemmin, U. *Means of noise reduction in acoustic turbulence measurements*. Journal of Hydraulic Research 2006, 44 (1), 3-17.
- Buffin-Bélanger, T.; Roy, A. G. *1 min in the life of a river: Selecting the optimal record length for the measurement of turbulence in fluvial boundary layers*. Geomorphology 2005, 68 (1-2), 77-94.
- Castillo, L. *Filtrado de velocidades y caracterización de parámetros dentro de resaltos hidráulicos libres y sumergidos*. I Jornadas de Ingeniería del Agua. Madrid, 2009
- Cea, L.; Puertas, J.; Pena, L. *Velocity measurements on highly turbulent free surface flow using ADV*. Experiments in Fluids 2007, 42 (3), 333-348.
- Chanson, H. *The Hydraulics of Open Channel Flows : An Introduction*. Butterworth-Heinemann, 2nd edition; 2004
- Chanson, H.; Trevethan, M.; Aoki, S. i. *Acoustic Doppler velocimetry (ADV) in small estuary: Field experience and signal post-processing*. Flow Measurement and Instrumentation 2008, 19 (5), 307-313.
- Chanson, H.; Trevethan, M.; Koch, C. *Discussion of "Turbulence measurements with acoustic doppler velocimeters"* by García, C.M.; Cantero, M.I., Niño, Y., and García, M.H. Journal of Hydraulic Engineering

- 2007, 133 (11), 1283-1286.
- Chassaing, P. *Turbulence en mécanique des fluides*. Cépaduès-Éditions; 2000.
- Dombroski, D. E.; Crimaldi, J. P. *The accuracy of acoustic Doppler velocimetry measurements in turbulent boundary layer flows over a smooth bed*. Limnology and Oceanography: Methods 2007, 5 (JAN), 23-33.
- Donoho, D. L.; Johnstone, J. M. *Ideal spatial adaptation by wavelet shrinkage*. Biometrika 1994, 81 (3), 425-455.
- Doroudian, B.; Bagherimiyab, F.; Lemmin, U. *Improving the accuracy of four-receiver acoustic Doppler velocimeter (ADV) measurements in turbulent boundary layer flows*. Limnology and Oceanography: Methods 8 (NOV), 575-591.
- Fraga, B.; Cea, L.; Peña, E.; Davidson, L. *Comparison between standard and non-linear  $k-\epsilon$  turbulence models for three-dimensional simulation of turbulent flow in a meandering open channel*. River Flow Conference. San José, 2012.
- Franca, M. J. *A field study of turbulent flows in shallow gravel-bed rivers*. École Polytechnique Fédérale de Lausanne 2005, Tesis doctoral
- Franca, M. J.; Lemmin, U. *Eliminating velocity aliasing in acoustic Doppler velocity profiler data*. Measurement Science and Technology 2006, 17 (2), 313-322.
- García, C. M.; Cantero, M. I.; Niño, Y.; García, M. H. *Turbulence measurements with acoustic doppler velocimeters*. Journal of Hydraulic Engineering 2005, 131 (12), 1062-1073.
- Goring, D. G.; Nikora, V. I. *Despiking acoustic doppler velocimeter data*. Journal of Hydraulic Engineering 2002, 128 (1), 117-126.
- Hurther, D. *3-D Acoustic Doppler velocimetry and turbulence in open-channel flow*. École Polytechnique Fédérale de Lausanne 2001, Tesis doctoral
- Hurther, D.; Lemmin, U. *A correction method for turbulence measurements with a 3D acoustic doppler velocity profiler*. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology 2001, 18 (3), 446-458.
- Hurther, D.; Lemmin, U. *Improved turbulence profiling with field-adapted acoustic Doppler velocimeters using a bifrequency Doppler noise suppression method*. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology 2008, 25 (3), 452-463.
- Kolmogorov, A. *The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds (en ruso)*. Dokl. Akad. Nauk SSSR 30:299-303; 1941.
- Lacey, R. W. J.; Rennie, C. D. *Laboratory investigation of turbulent flow structure around a bed-mounted cube at multiple flow stages*. Journal of Hydraulic Engineering 138 (1), 71-84.
- Lemmin, U.; Rolland, T. *Acoustic velocity profiler for laboratory and field studies*. Journal of Hydraulic Engineering 1997, 123 (12), 1089-1098.
- Lhermitte, R.; Lemmin, U. *Open-channel flow and turbulence measurement by high-resolution Doppler sonar*. Journal of Atmospheric & Oceanic Technology 1994, 11 (5), 1295-1308.
- Lohrmann, A.; Cabrera, R.; Kraus, N. C. *Acoustic-doppler velocimeter (ADV) for laboratory use*, Proceedings of the Symposium on Fundamentals and Advancements in Hydraulic Measurements and Experimentation, Buffalo, NY, USA, Publ by ASCE: Buffalo, NY, USA, 1994; pp 351-365.
- McLelland, S. J.; Nicholas, A. P. *A new method for evaluating errors in high-frequency ADV measurements*. Hydrological Processes 2000, 14 (2), 351-366.

- Meile, T.; De Cesare, G.; Blanckaert, K.; Schleiss, A. J. *Improvement of Acoustic Doppler Velocimetry in steady and unsteady turbulent open-channel flows by means of seeding with hydrogen bubbles*. Flow Measurement and Instrumentation 19 (3-4), 215-221.
- Mera, I.; Franca, M. J.; Anta, J.; Peña, E. *Turbulence anisotropy in a compound meandering channel*. International Conference on Fluvial Hydraulics, River Flow 2012 San Jose, pp 79-84.
- Mera, I.; Franca, M.J.; Peña, E.; Anta, J. *Análisis acimutal de las direcciones principales de las tensiones tangenciales en un canal compuesto meandriforme*. II Jornadas de Ingeniería del Agua. Barcelona, 2011
- Mera, I.; Anta, J.; Peña, E.; Cea, J. *Análisis del patrón vertical de velocidades en un río meandriforme: modelización física*. I Jornadas de Ingeniería del Agua. Madrid, 2009
- Nikora, V. I.; Goring, D. G. *ADV measurements of turbulence: can we improve their interpretation?* Journal of Hydraulic Engineering 1998, 124 (6), 630-634.
- Nikora, V.; Goring, D. *Flow turbulence over fixed and weakly mobile gravel beds*. Journal of Hydraulic Engineering 2000, 126 (9), 679-690.
- Nortek® *Vectrino velocimeter user guide*. Nortek AS, Rev C; 2004
- Peltier, Y.; Proust, S.; Riviere, N.; Paquier, A.; Shiono, K. *Turbulent flows in straight compound open-channel with a transverse embankment on the floodplain*. Journal of Hydraulic Research 51 (4), 446-458.
- Pope, S.B. *Turbulent flows*. Cambridge University Press 2000.
- Proust, S.; Peltier, Y.; Fernandes, J.; Leal, J.; Thollet, F.; Lagouy, M, et al. *Effect of different inlet flow conditions on turbulence in a straight compound open channel*. 34th IAHR congress (Australia);2011.p.3714–21.
- Roy, M.; Kumar, V. R.; Kulkarni, B. D.; Sanderson, J.; Rhodes, M.; Vander Stappen, M. *Simple denoising algorithm using wavelet transform*. AIChE Journal 1999, 45 (11), 2461-2466.
- Rusello, P. J.; Cowen, E. A. *Turbulent dissipation estimates from pulse coherent Doppler instruments*, 2011 IEEE/OES/CWTM 10th Working Conference on Current, Waves and Turbulence Measurement, CWTM 2011, Monterey, CA, Monterey, CA, pp 167-172.
- Shiono, K.; Muto, Y. *Complex flow mechanisms in compound meandering channels with overbank flow*. Journal of Fluid Mechanics 1998, 376, 221-261.
- Signal Processing® *DOP2000 2125/2032 User's manual Software 4.06*. Signal Processing SA, Revision 1; 2012
- Soulsby, R.L. *Selecting record length and digitisation rate for near-bed turbulence measurements*. J. Phys. Oceanogr. 1980, 10, 208-219.
- Stone, M. C.; Hotchkiss, R. H. *Evaluating velocity measurement techniques in shallow streams*. Journal of Hydraulic Research 2007, 45 (6), 752-762.
- Strom, K. B.; Papanicolaou, A. N. *ADV measurements around a cluster microform in a shallow mountain stream*. Journal of Hydraulic Engineering 2007, 133 (12), 1379-1389.
- Universidad de A Coruña (UDC); Universidad Politécnica de Cataluña (UPC) *Estudio en modelo físico de un tramo de meandros del río Mero*. Peña, E. y Martín-Vide, J.P. 2004
- Voulgaris, G.; Meyers, S. T. *Temporal variability of hydrodynamics, sediment concentration and sediment settling velocity in a tidal creek*. Continental Shelf Research 2004, 24 (15), 1659-1683.
- Voulgaris, G.; Trowbridge, J. H. *Evaluation of the Acoustic Doppler Velocimeter (ADV) for Turbulence*

*Measurements*. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology 1998, 15(1): 272-289.

Wahl, T. L. *Discussion of "Despiking Acoustic Doppler Velocimeter Data"* by Goring, D. G.; Nikora, V.I. Journal of Hydraulic Engineering 2003, 129(6): 484-487.



### DESCRIPCIÓN GENERAL DEL FLUJO

#### **4.1. Introducción**

#### **4.2. Descripción de los patrones horizontales del flujo**

4.2.1. Velocidad horizontal media

4.2.2. Velocidad horizontal promediada por capas

#### **4.3. Descripción de los patrones transversales del flujo**

4.3.1. Patrones transversales de velocidad

4.3.2. Patrones transversales de corrientes secundarias

4.3.3. Patrones transversales de vorticidad

#### **4.4. Conclusiones**

#### **4.5. Bibliografía**



#### 4.1. Introducción

En este capítulo se cuantifican los procesos más característicos del flujo en el modelo del río Mero para cada una de las condiciones de ensayo planteadas. A través de los registros de velocidades tridimensionales del Vectrino y el DOP, realizados en las tres secciones de ensayo y puntos a lo largo de todo el modelo, respectivamente, se evalúa la dirección de la velocidad media a diferentes cotas para casos de flujo simple e inundación.

En primer lugar se presentan los mapas de velocidades horizontales resultantes para cada escenario, obtenidos a través de los registros del Vectrino y el DOP. Su análisis permite caracterizar la dirección preferente del flujo y relacionarla con los principales parámetros morfológicos (orientación del cauce y las llanuras de inundación) e hidrodinámicos (caudal y calado). Por otra parte, los mapas de velocidades horizontales muestran, en algunos casos, intercambios de masa entre el cauce y la llanura, lo que permite identificar a priori las áreas donde se espera una transferencia de momento relevante entre ambas. La dirección y sentido de esos intercambios condiciona el patrón de tensiones tangenciales turbulentas, tal y como se analizará en el Capítulo 6 de esta tesis.

En segundo lugar se presenta el valor de diversos parámetros hidrodinámicos en las tres secciones de estudio. Se han reorientado las velocidades registradas con el Vectrino según las direcciones locales de cada sección: longitudinal (*s*, *streamwise*, que sigue la dirección del cauce medio), transversal (*n*, *spanwise*, que sigue la dirección perpendicular al cauce medio) y vertical (*z*, coincidente para las tres secciones con la dirección del eje *z* del modelo). A través de este sistema de referencia local se ha podido cuantificar la relevancia de las corrientes secundarias con respecto al flujo en la dirección longitudinal para las diferentes ubicaciones y caudales. También se comenta el efecto en el patrón de circulación transversal de las estructuras de escalas mayores identificadas en la primera sección del capítulo. Por último, se presentan los mapas de vorticidad longitudinal para todas las secciones y escenarios de ensayo. Este parámetro es indicativo de la magnitud de las corrientes secundarias, y supone el punto de partida para el análisis de los mecanismos que las generan, que se presenta en el Capítulo 5 de esta tesis.

La Tabla 4.1 resume los parámetros hidráulicos más significativos para cada uno de los escenarios de ensayo, calculados en base a las características de la Sección 1. Algunos de ellos sirven para caracterizar las condiciones de medida y poder compararlos con estudios similares (principalmente *Shiono y Muto, 1998*), mientras que otros se utilizan para adimensionalizar los resultados obtenidos. Los detalles de su definición y cálculo se encuentran en el Capítulo 3 de este documento, donde también se expone la metodología de procesado y filtrado que se ha aplicado a todos los resultados.

Tabla 4.1. Parámetros característicos de los escenarios de ensayo: Caudal ( $Q$ ), velocidad media ( $v_m$ ), calado en el cauce ( $h_c$ ), en la llanura ( $h_l$ ) y equivalente ( $h_e$ ), ponderación de  $h_c$  y  $h_l$  según sus áreas), radio hidráulico ( $R_h$ ), sumergencia ( $D_r$ ), número de Reynolds ( $Re$ ) y de Froude ( $Fr$ ) y velocidad crítica ( $u^*$ )

| Caudal<br>(L/s) | Velocidad<br>media<br>(m/s) | Calado<br>cauce<br>(m) | Calado<br>llanura<br>(m) | Calado<br>equivalente<br>(m) | Radio<br>hidráulico<br>(m) | Sumergencia             | Número de<br>Reynolds      | Número de<br>Froude             | Velocidad<br>crítica<br>(m/s)          |
|-----------------|-----------------------------|------------------------|--------------------------|------------------------------|----------------------------|-------------------------|----------------------------|---------------------------------|--|
| $Q$             | $v_m = \frac{Q}{A}$         | $h_c$                  | $h_l$                    | $h_e$                        | $R_h$                      | $D_r = \frac{h_l}{h_c}$ | $Re = \frac{v_m h_e}{\nu}$ | $Fr = \frac{v_m}{\sqrt{g h_e}}$ | $u^* = \sqrt{\frac{f \cdot v_m^2}{8}}$ |
| 8               | 0.121                       | 0.110                  | 0                        | 0.110                        | 0.071                      | 0                       | 13310                      | 0.116                           | 0.009                                  |
| 35              | 0.093                       | 0.190                  | 0.050                    | 0.093                        | 0.064                      | 0.26                    | 8649                       | 0.097                           | 0.010                                  |
| 60              | 0.099                       | 0.235                  | 0.090                    | 0.123                        | 0.101                      | 0.38                    | 12177                      | 0.090                           | 0.010                                  |

## 4.2. Descripción de los patrones horizontales del flujo

A pesar de que los resultados de los Capítulos 5 y 6 de esta tesis se basan en un estudio seccional, el conocimiento de la hidrodinámica en todo el tramo es necesario para caracterizar las grandes estructuras presentes en el flujo e identificar las causas de los patrones de circulación observados en las zonas de análisis. Los mapas de velocidades horizontales permiten, por ejemplo, ver la adaptación del flujo a la morfología del modelo y cómo ciertas estructuras se trasladan y evolucionan a lo largo de él.

Existen diversas maneras de realizar esta descripción general del flujo. Su visualización tras el sembrado de partículas (*Shiono y Muto, 1998*), por ejemplo, permite definirlo de forma cualitativa. En esta tesis se han utilizado los registros de velocidades obtenidos con el perfilador acústico *doppler* DOP2000. Tal y como se concluye en el Capítulo 3 de este documento, si bien el nivel de ruido que presentan desaconseja utilizarlos en el estudio de parámetros turbulentos, su calidad es adecuada para el análisis en términos de velocidades medias. La Figura 4.1 señala las zonas de mayor interés del tramo, a las que se prestará especial atención en el estudio de los patrones horizontales del flujo. A continuación se comentan las características principales de cada una de esas áreas:

- a) **Entrada de agua** en el modelo que, simulando el puente que existe en el prototipo, se realiza sólo por el cauce principal de la sección inicial. Esto genera, en los ensayos de inundación, una célula de recirculación de eje vertical que desaparece cuando el flujo alcanza las dos motas.
- b) Curva de **radio amplio** previa a las secciones de ensayo. Como en cualquier giro de la dirección longitudinal, las velocidades máximas se concentran en inicio en la pared interna.
- c) **Expansión puntual del cauce** previa a las secciones de ensayo. Puede generar una separación del flujo aguas abajo, que lo ralentiza en la margen derecha y lo acelera en la izquierda. Este efecto se sumaría a la aceleración provocada por la curva previa comentado en el punto anterior. Ambos han de tenerse en cuenta a la hora de analizar las corrientes secundarias, puesto que es posible que aparezcan patrones no esperables en un tramo recto convencional.
- d) **Secciones** de estudio. En todas ellas se analizará la tendencia general del flujo y, en los casos de inundación, las diferencias entre los patrones observados en los puntos de cauce y llanura.
- e) **Márgenes** del cauce principal. Se trata de las zonas de contacto del canal principal con las llanuras de inundación, y por lo tanto se espera que en ellas se produzcan intercambios de masa entre ambas zonas.
- f) **Llanuras de inundación**. A lo largo del modelo, y debido a la morfología irregular de las motas, la dirección preferente de las llanuras varía, por lo que puede resultar de interés analizar cómo el flujo se adapta a ella.
- g) **Batimetría**. Es importante recordar que el fondo del modelo no es plano. Aunque su influencia es menor que la de otros factores (*Cooper y Tait, 2008*), sus irregularidades pueden provocar patrones de recirculación transversal. Probablemente serán más acusados en el ensayo de flujo simple, para el cual la magnitud de estas heterogeneidades locales es más significativa con respecto al calado total.

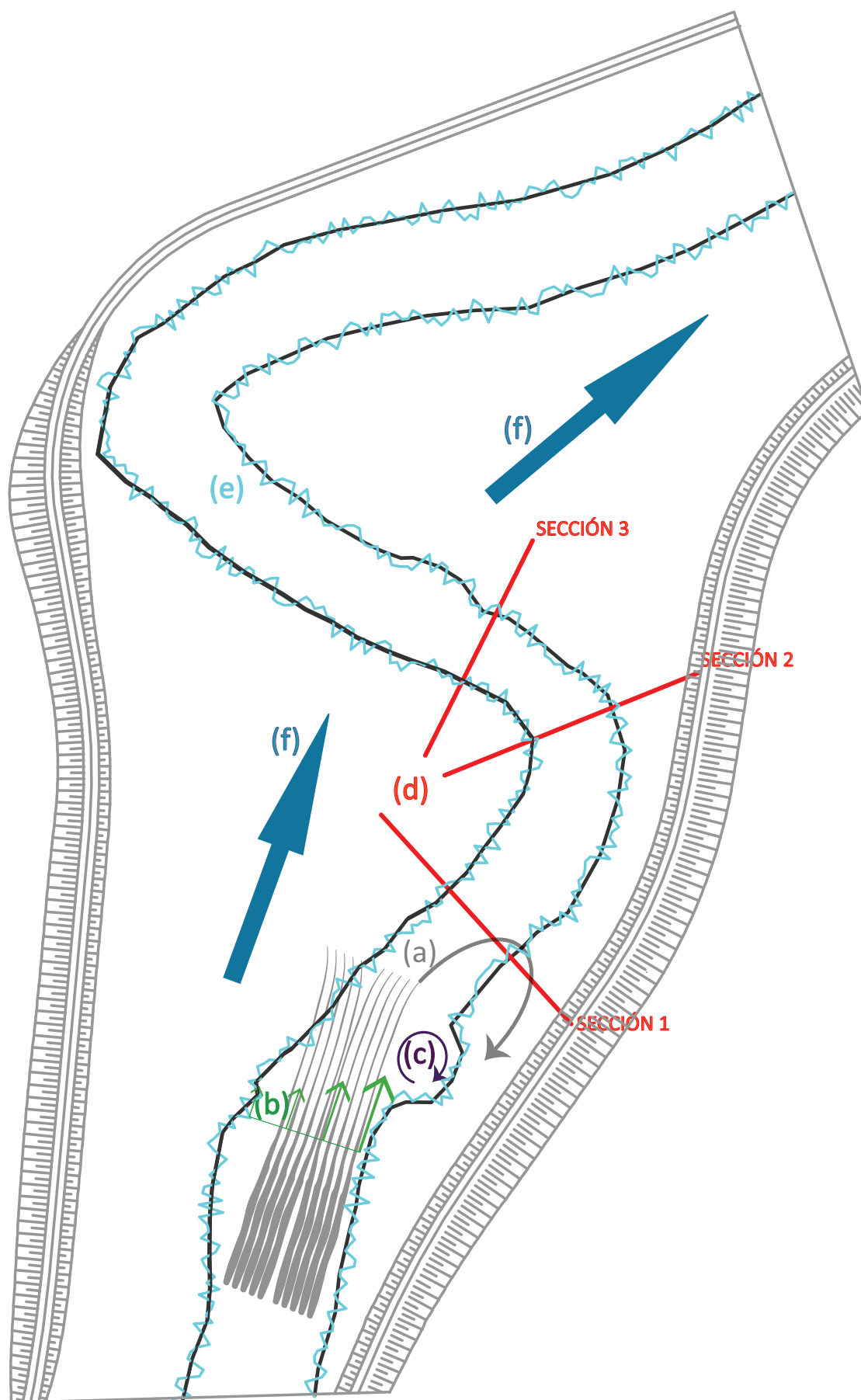


Figura 4.1. Principales fenómenos y zonas de interés identificados a priori en el modelo

#### 4.2.1. Velocidad horizontal media

La Figura 4.2 muestra los mapas de velocidades horizontales ( $v_h$ ) obtenidos con el Vectrino y el DOP para los distintos escenarios del flujo. Estos últimos se presentan promediados en altura, dada la alta resolución vertical de los perfiles, mientras que en el caso del velocímetro puntual se han incluido todos los puntos registrados. De esta manera se puede observar tanto la **alineación en planta** de  $v_h$  (dirección del vector de velocidad horizontal promedio con respecto a los ejes y geometría del modelo) como su **reorientación vertical** (evolución del alineamiento a lo largo de los puntos del perfil en una misma posición).

En el escenario de flujo simple ( $Q=8 \text{ L/s}$ ), se observa cómo el agua sigue la dirección del canal principal, adaptándose a su morfología en planta. Se aprecia una ligera alineación hacia la izquierda tras la curva de radio amplio previa ((b) en la Figura 4.1). La aceleración del flujo en la margen interior se traslada aguas abajo, localizándose a la izquierda en la **Sección 1**, con la misma dinámica observada en los resultados de *Shiono y Muto (1998)*. A partir de la Sección 1 el efecto del desplazamiento transversal de la velocidad máxima se acentúa debido a la primera curva del meandro, de forma que en la **Sección 2** el gradiente transversal de velocidades es muy elevado. En la **Sección 3** todavía se observa una variación transversal en su magnitud y orientación, y a partir de ella el flujo se alinea según la dirección del cauce a lo largo de todo el tramo de transición entre curvas. Este patrón de circulación se repite en la segunda curva del meandro. En cuanto a las reorientaciones verticales, su magnitud es en general baja, y las máximas (en torno a  $20^\circ$ ) se observan en la Sección 2.

Para el caso de la inundación de baja sumergencia ( $Q=35 \text{ L/s}$ ,  $D_r=0.26$ ) se aprecia con claridad el efecto del ensanchamiento y estrechamiento de las llanuras de inundación en la velocidad horizontal: La magnitud de  $v_h$  es mayor en las zonas más estrechas (entrada y salida del modelo) y menor en la zona de transición entre curvas. En el tramo inicial el patrón de circulación es similar al del caso de flujo simple, si bien se observa una mayor alineación del flujo con la dirección preferente de la llanura. La aceleración en la zona izquierda de la sección después de la curva de radio amplio inicial es más acusada, y esa masa de agua con mayor velocidad impacta directamente en la margen izquierda de la **Sección 1**. En ella se aprecia también claramente la célula de recirculación de eje vertical debida a la entrada de agua en el modelo sólo por la zona central de la sección. Este fenómeno llega incluso a provocar flujo hacia aguas arriba en el entorno de la mota derecha.

En la **Sección 2** las velocidades horizontales medias presentan una tendencia significativa hacia la dirección de la llanura. Los resultados de las medidas con el Vectrino muestran una reorientación del flujo a lo largo de la vertical tanto en el cauce como en la llanura derecha, esta última probablemente debido a la cercanía de la mota de protección. En la **Sección 3** los patrones de velocidad horizontal del cauce y la llanura son claramente diferentes. Los resultados en los puntos de la llanura izquierda siguen la dirección marcada por ella, mientras que los de los puntos contiguos en el cauce están condicionados por la morfología del canal. Esta realineación repentina del flujo en las zonas de contacto es consistente con la observada en los ensayos de previsualización del flujo en superficie presentados por *Shiono y Muto (1998)* para sumergencias  $D_r \leq 0.25$ .

En cuanto al intercambio de masa, se observa claramente la entrada del flujo desde la llanura al cauce en la margen interna de la primera curva del meandro y a lo largo de la zona de transición hasta la segunda. En la cara externa de la misma curva el flujo medio se orienta según la dirección de la llanura, lo que sugiere que en la zona de contacto se puede estar produciendo una salida de agua desde el cauce. Queda definida otra área de transferencia de masa en el tramo final del modelo.

El patrón hidrodinámico del escenario de  $Q=60 \text{ L/s}$  (alta sumergencia,  $D_r=0.38$ ) se encuentra claramente gobernado por el flujo en la zona de inundación, puesto que la alineación de las velocidades medias según la dirección de la llanura es casi permanente a lo largo del modelo. Se aprecia también la deceleración del flujo debido al ensanchamiento de las motas y probablemente a la existencia de corrientes transversales que frenan la circulación principal.

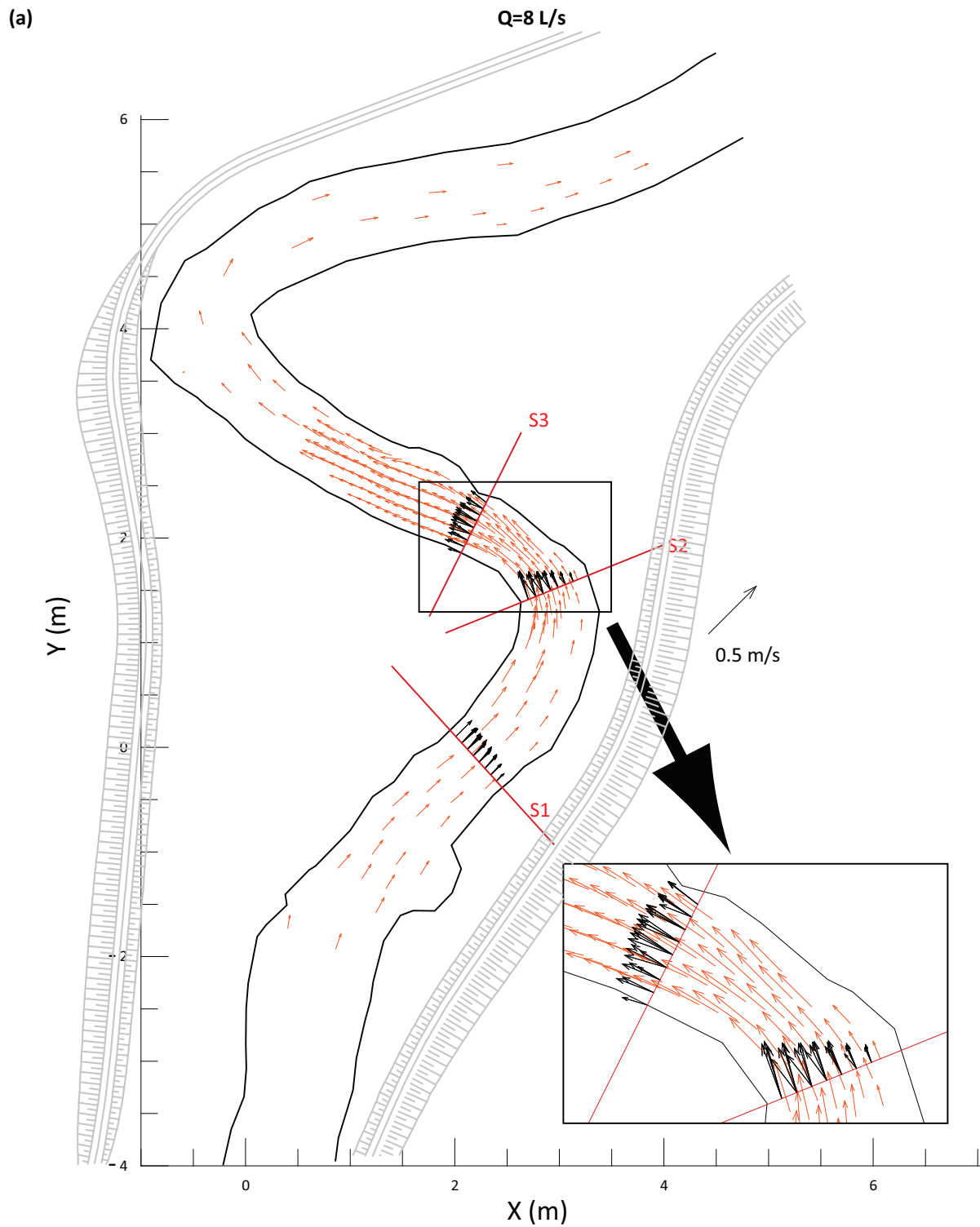


Figura 4.2. (a) Velocidades horizontales registradas con el DOP2000 (rojo, promediadas en vertical) y el Vectrino (negro, perfil completo) para  $Q=8 \text{ L/s}$

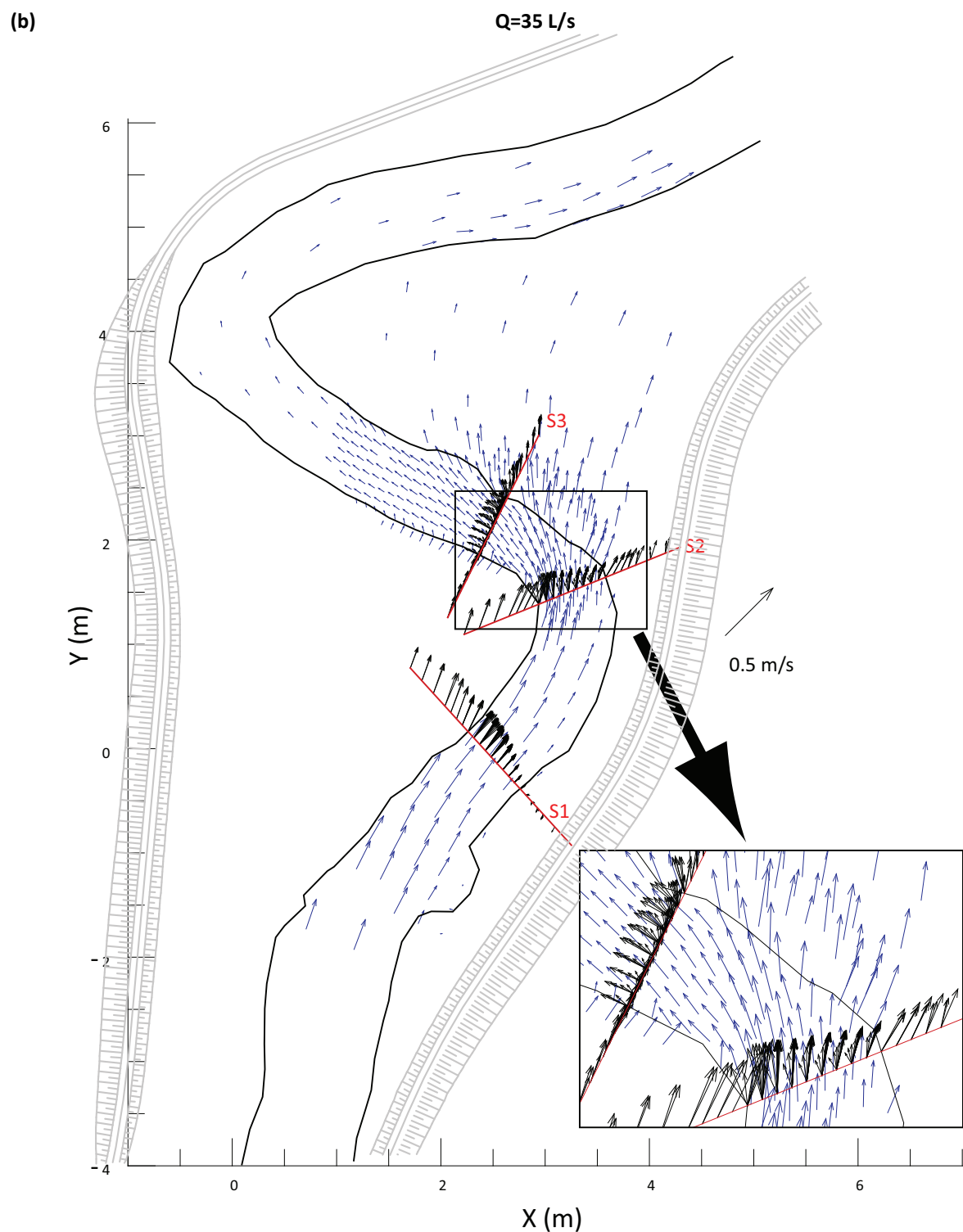


Figura 4.2 (cont.)

(b) Velocidades horizontales registradas con el DOP2000 (azul, promediadas en vertical) y el Vectrino (negro, perfil completo) para  $Q=35 \text{ L/s}$





Figura 4.2 (cont.) (c) Velocidades horizontales registradas con el DOP2000 (verde, promediadas en vertical) y el Vectrino (negro, perfil completo) para  $Q=60 \text{ L/s}$

La recirculación del flujo en la zona derecha antes de las secciones de ensayo es muy evidente en este caso: se observa contraflujo en un área muy amplia. En la **Sección 1** el vórtice de eje vertical queda completamente definido, y el gradiente transversal de velocidades es muy elevado.

En la **Sección 2** el efecto de la curva es menos relevante que para la inundación de baja sumergencia. La alineación del flujo a lo largo de la dirección transversal varía debido al cambio en la dirección preferente de la llanura. De nuevo, en el entorno de la mota derecha los resultados del Vectrino muestran una reorientación a lo largo de la dirección vertical. Este fenómeno es prácticamente inapreciable en el entorno de la **Sección 3**. Los resultados del Vectrino muestran velocidades de muy poca magnitud, e incluso negativas, en el fondo del canal principal, debidas a la entrada de agua desde la llanura al cauce.

En lo que respecta a la transferencia de momento entre cauce y llanura se encuentran diferencias con respecto a la inundación de baja sumergencia. En este caso parece que el proceso predominante es el arrastre del flujo en el cauce por parte del agua en la llanura, por lo que en la zona de transición entre curvas se espera una salida de agua desde la capa inferior del flujo a la superior.

A nivel general se observa una **evolución en la influencia relativa de los diferentes fenómenos que gobiernan el flujo** en el modelo de estudio. Para el caso de flujo simple es la morfología del canal principal la que determina la dirección y magnitud de las velocidades horizontales, mientras que en la inundación de alta sumergencia la hidrodinámica de todo el tramo se encuentra claramente dirigida por la circulación de agua en las llanuras de inundación. El ensayo de caudal  $Q=35$  L/s presenta influencia de ambos factores, por lo que se espera un comportamiento hidrodinámico diferenciado entre las capas inferior y superior del flujo.

#### 4.2.2. Velocidad horizontal promediada por capas

Para definir con mayor detalle la segregación entre el flujo en cauce y en llanura, en la Figura 4.3 se presentan los resultados obtenidos al promediar separadamente las velocidades horizontales en ambas zonas. Se han calculado utilizando los registros del DOP2000, estimando la altura media del cauce a lo largo del modelo en 120 mm. En el ensayo de **inundación de baja sumergencia** (Figura 4.3 (a)) se observa claramente cómo la zona inferior del flujo sigue la dirección del cauce principal, mientras que la superior tiende a la de la llanura. A lo largo de la primera curva del meandro se observa una realineación del flujo más cercano al fondo, que desaparece a medida que se alcanza el tramo de transición.

Esa variación de la dirección del flujo a lo largo de la curva se aprecia también en los resultados registrados con un caudal de **60 L/s** (Figura 4.3 (b)). Sin embargo, la influencia de la llanura es tal que en el tramo de transición el flujo en la zona inferior toma también su dirección. Esta figura confirma la existencia de velocidades longitudinales negativas en esta zona (ver **Sección 3** en el plano de detalle), debidas al arrastre que la circulación en la capa superior ejerce sobre el cauce.

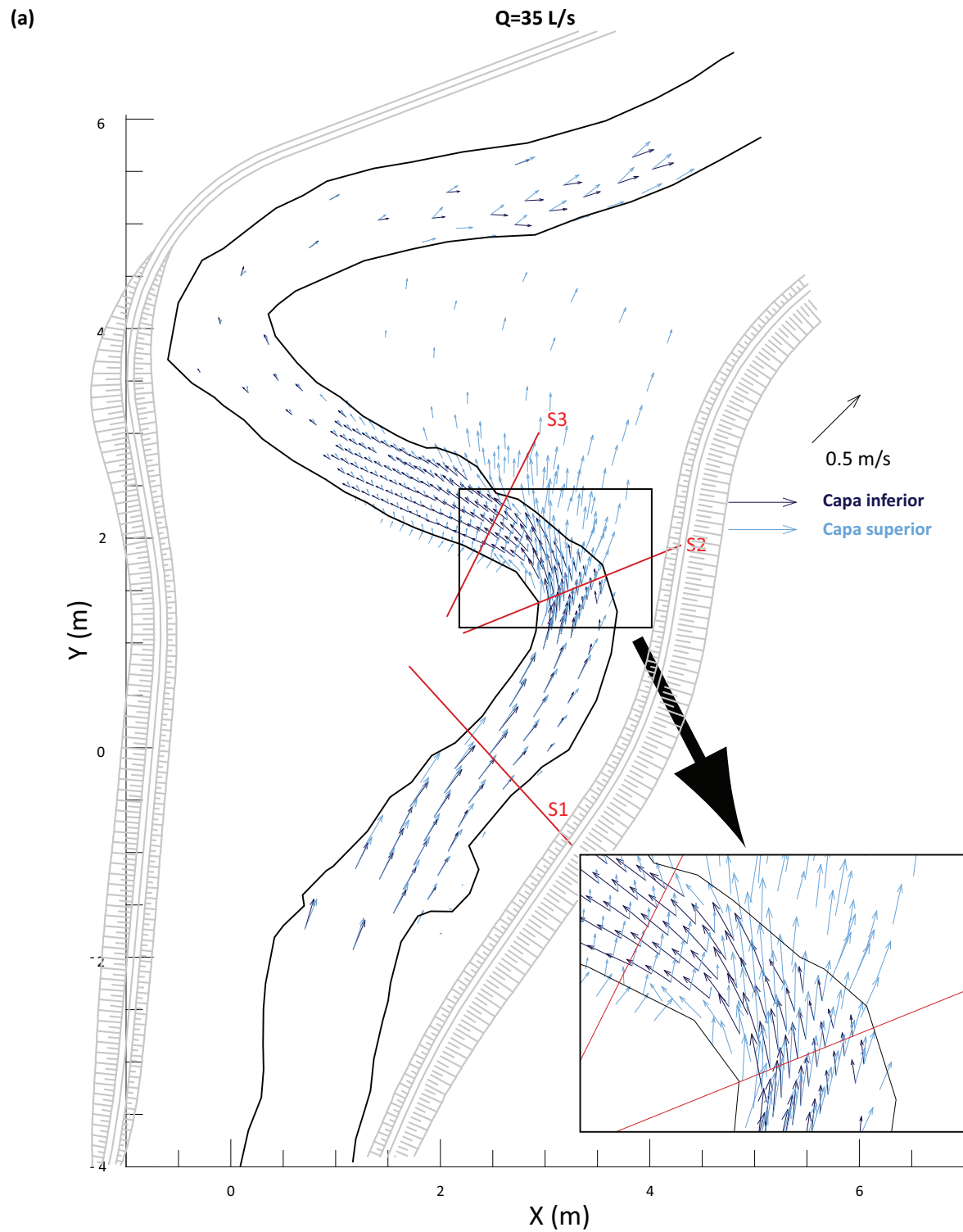


Figura 4.3. (a) Velocidades horizontales medias en las capas inferior ( $z \leq 120 \text{ mm}$ ) y superior ( $z > 120 \text{ mm}$ ) del flujo para  $Q=35 \text{ L/s}$ .

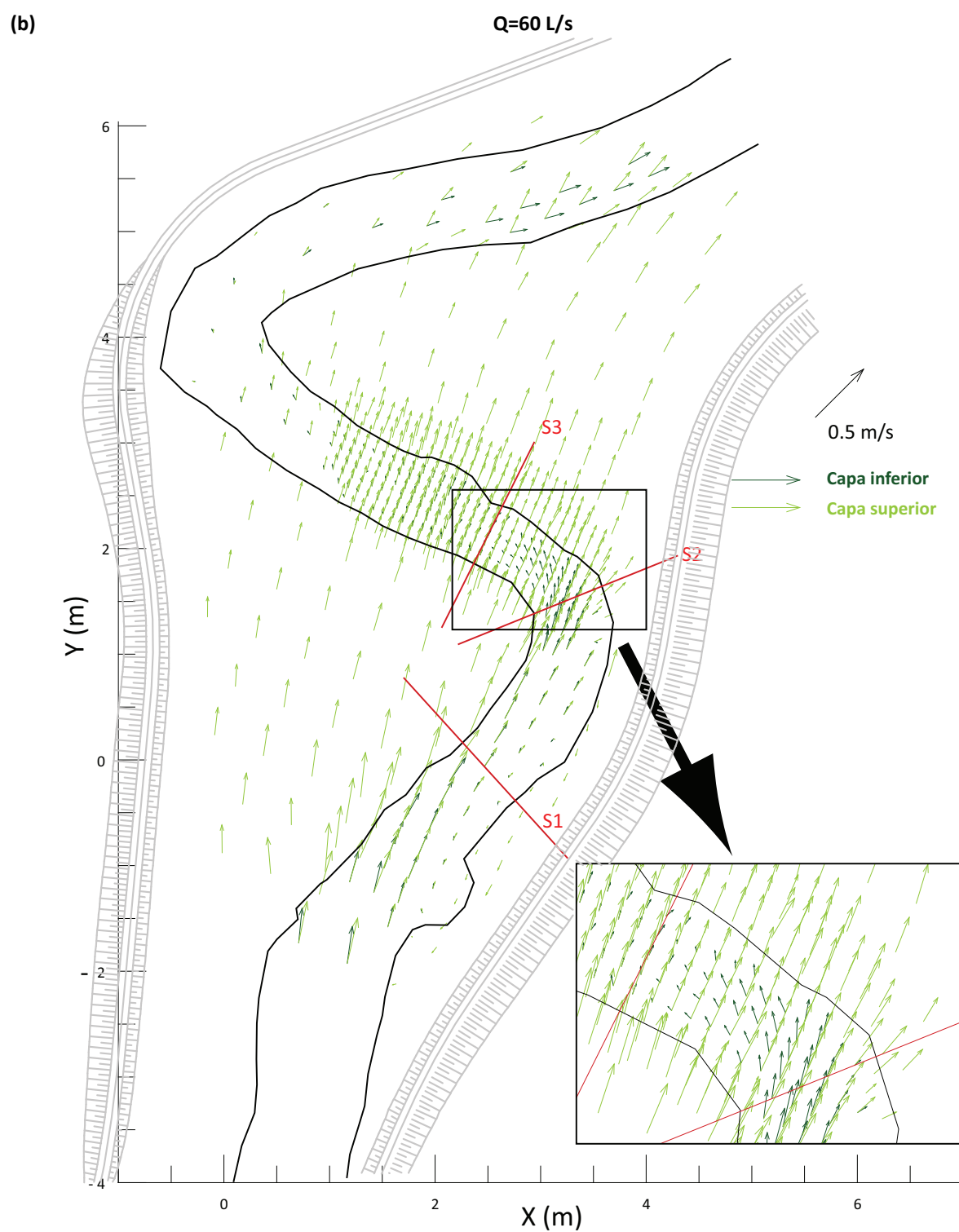


Figura 4.3 (cont.) (b) Velocidades horizontales medias en las capas inferior ( $z \leq 120 \text{ mm}$ ) y superior ( $z > 120 \text{ mm}$ ) del flujo para  $Q=60 \text{ L/s}$ .

Hasta el momento se han identificado dos factores de gran influencia en la hidrodinámica del tramo de ensayo: la morfología del cauce y el flujo a lo largo de las llanuras de inundación. El escenario de flujo simple es el único que permite aislar el efecto de uno de ellos, puesto que no cuenta con flujo en la zona superior del modelo. Tomando sus resultados como base puede observarse la evolución del flujo en la capa inferior a medida que aumenta el caudal (Figura 4.4 (a)). Se observan varios fenómenos que cabe resaltar. Las mayores magnitudes de velocidad horizontal en el tramo inicial del modelo se dan para el escenario de baja sumergencia ( $Q=35$  L/s). Sin embargo, en la zona de transición es el ensayo de flujo simple ( $Q=8$  L/s) el que proporciona unas velocidades más rápidas. El flujo en llanura, por lo tanto, frena al existente en el cauce en ese tramo.

En cuanto a la **alineación de las velocidades**, la divergencia angular entre el escenario de flujo simple y el de baja sumergencia es pequeña a lo largo de toda la zona de medida. Las mayores diferencias (en torno a  $25^\circ$ ) se encuentran en la salida de la primera curva, donde la masa de agua de la capa inferior se ve arrastrada hacia la de la llanura. Sin embargo, el desfase angular de los resultados de  $Q=60$  L/s es mucho mayor, incluso una vez superada la curva. En concreto, en el tramo de transición las velocidades su divergencia con respecto a las registradas en el caso de flujo simple es de  $90^\circ$  en algunos casos.

La Figura 4.4 (b) presenta la comparación de las velocidades horizontales medias en la capa superior de los dos ensayos de inundación. En el tramo inicial la dinámica del flujo es similar en ambos casos, salvo por el tamaño del vórtice generado por la entrada de agua en el modelo, sensiblemente mayor para  $Q=60$  L/s. La magnitud de la velocidad en este escenario es ligeramente menor que en el de baja sumergencia, mientras que en el tramo final del modelo el efecto es justo el contrario.

La alineación en planta de las velocidades horizontales es prácticamente coincidente en el tramo inicial del modelo, pero ambos resultados comienzan a divergir a partir de la primera curva del meandro. Para  $Q=35$  L/s la velocidad toma una dirección intermedia entre la del cauce principal y la llanura, mientras que en el caso de alta sumergencia la orientación de los resultados no se ve afectada por la presencia de la curva. Tampoco en el tramo de transición se aprecia ninguna relación entre la orientación de la velocidad para  $Q=60$  L/s y la geometría del cauce principal. En el ensayo de baja sumergencia, en cambio, sí que hay una adaptación a la misma, y en las márgenes del cauce principal se observan divergencias de hasta  $90^\circ$  en puntos contiguos (ver pared interna de la curva en la Sección 3 en el plano de detalle). Esto sugiere que en esas zonas se están produciendo intercambios relevantes de masa entre el cauce y la llanura.

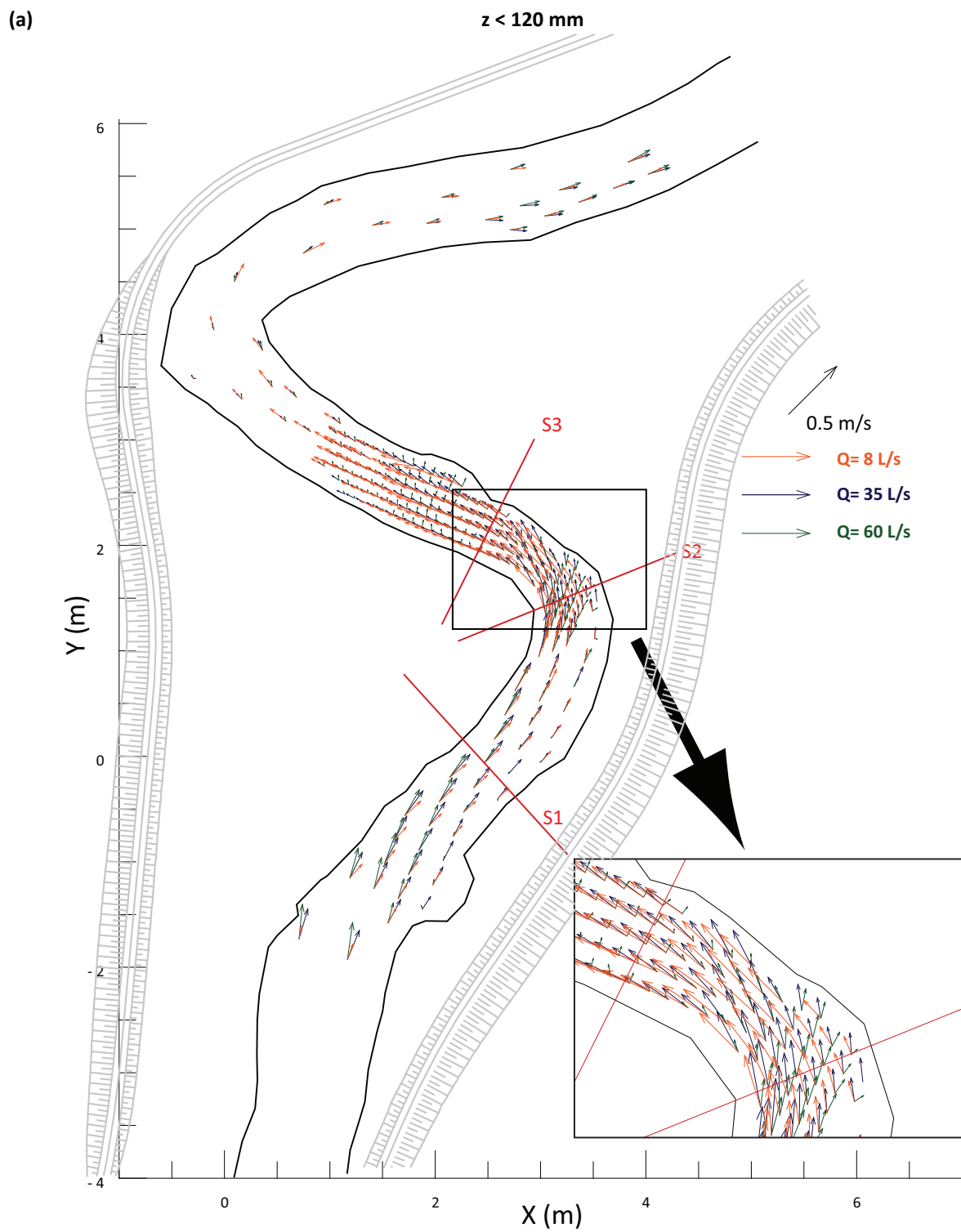


Figura 4.4. (a) Comparación de las velocidades horizontales medias en la capa inferior del flujo para  $Q=8 \text{ L/s}$ ,  $Q=35 \text{ L/s}$  y  $Q=60 \text{ L/s}$ .

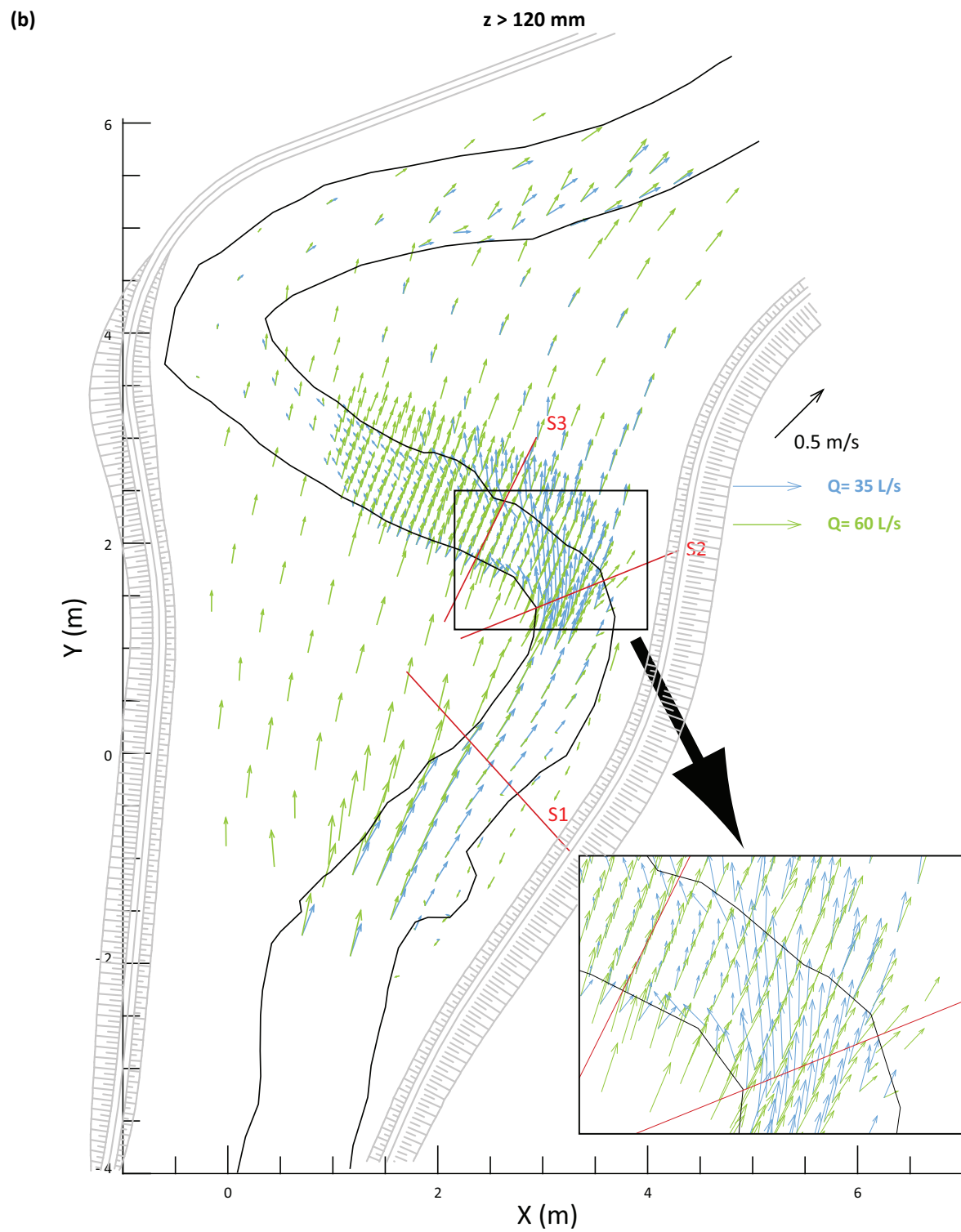


Figura 4.4 (cont.) (b) Comparación de las velocidades horizontales medias en la capa superior del flujo para  $Q=35 \text{ L/s}$  y  $Q=60 \text{ L/s}$ .

Como se ha visto en este apartado, el análisis de velocidades horizontales permite identificar los fenómenos más relevantes en la hidrodinámica de cada ensayo y definir, a priori, los escenarios y áreas donde se espera una mayor interacción entre el flujo en las zonas del cauce y la llanura. La separación del flujo en capas superior e inferior muestra con mayor detalle la influencia de la geometría del canal principal y el flujo en la zona de inundación para cada uno de los ensayos. Se observa que en las inundaciones la circulación en el cauce se ralentiza con respecto al flujo simple en la zona de transición, donde la interacción con llanura es mayor. Sin embargo, los procesos que se encuentran detrás de esa deceleración son distintos para cada caso.

En la inundación de baja sumergencia se produce una interacción entre las capas inferior y superior del flujo y su comportamiento está condicionado por factores distintos (geometría del cauce y dirección preferente de la llanura, respectivamente). En el ensayo de alta sumergencia, sin embargo, el flujo en la llanura arrastra al que circula por el cauce, de forma que la influencia de este último es despreciable en muchas zonas del modelo.

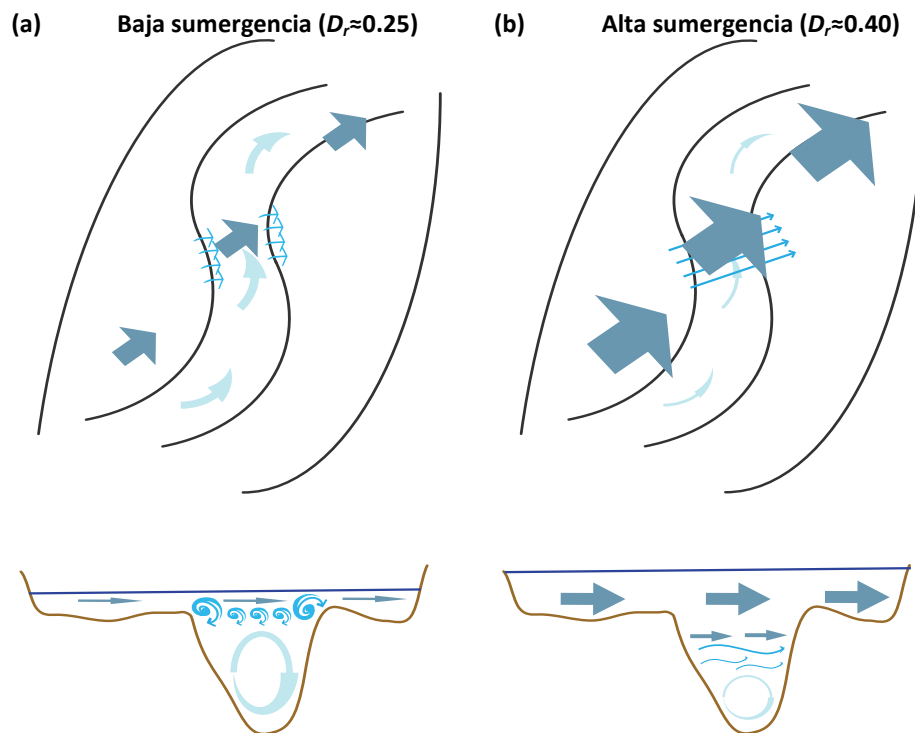


Figura 4.5. Esquemas hidrodinámicos horizontales y transversales para inundaciones de (a) baja y (b) alta sumergencia

De estos resultados se concluye (Figura 4.5) que para un caudal de inundación bajo ( $D_r \approx 0.25$ ) el cauce principal ejerce una influencia en la hidrodinámica de la capa inferior y contribuye a que su patrón hidrodinámico se asimile al del flujo simple. Así, las velocidades horizontales se adaptan a la forma del canal principal en la capa inferior del flujo y, en menor medida, en la superior. Sin embargo, para valores elevados de sumergencia ( $D_r \approx 0.40$ ) la geometría del cauce apenas condiciona la hidrodinámica del tramo. Su influencia se limita a la capa más cercana al fondo en áreas de alta curvatura, y es casi inapreciable en el análisis de velocidades promediadas en vertical. Puede decirse, por lo tanto, que actúa como una macro-rugosidad para el flujo en llanura.

Estas dos tipologías de hidrodinámica condicionan los **patrones seccionales de velocidades longitudinales y corrientes secundarias**. En el escenario de baja sumergencia se espera un patrón transversal similar al del flujo simple en la zona del cauce principal, con las células de circulación secundaria asociadas. En la capa superior el



flujo seguirá la dirección de la llanura, mientras que en el contacto entre ambas es probable que se aprecien vórtices de interacción. Ese intercambio parece ser mucho menor en casos de alta sumergencia, donde la similitud con el caso de flujo simple sólo se observa en el fondo de la sección, mientras que el resto se encuentra gobernado por fenómenos de arrastre por parte del flujo en llanura. En el siguiente apartado de este Capítulo se analizan con detalle los patrones hidrodinámicos transversales para todas las secciones y escenarios de ensayo.

### 4.3. Descripción de los patrones transversales del flujo

En este apartado se presentan los resultados de las medidas de detalle realizadas con el Vectrino en las tres secciones de estudio para cada uno de los escenarios de ensayo. El objetivo de este análisis es, por una parte, cuantificar la magnitud de las corrientes secundarias a lo largo del tramo y, por otra, relacionar esos resultados con las estructuras horizontales de flujo identificadas en el apartado anterior.

Los resultados se presentan según un sistema de referencia local curvilíneo de las secciones de ensayo (Figura 4.6). Para cada una de ellas se ha definido un eje transversal  $n$  (coincidente con la propia sección y por lo tanto perpendicular al cauce medio, positivo hacia el centro de curvatura  $O$ ) y otro longitudinal  $s$  (ortogonal al anterior y positivo hacia aguas abajo). El eje vertical sigue la dirección de la aceleración de la gravedad y coincide con el eje  $z$  global del modelo. Es importante destacar que la orientación del eje  $n$  hace que el valor de la coordenada transversal para todos los puntos de medida o el radio de curvatura sea negativo. Este signo se ha tenido en cuenta en todos los cálculos, si bien para facilitar la interpretación de los resultados la coordenada transversal se presenta siempre en las figuras con signo positivo. También es necesario tener en cuenta en cada sección la orientación de los ejes locales con respecto a la dirección preferente de la llanura en esa zona del modelo. Así, en la Sección 1, las direcciones del eje  $s$  y la llanura son muy similares, mientras que en las secciones 2 y 3 forman un ángulo de casi 90 grados.

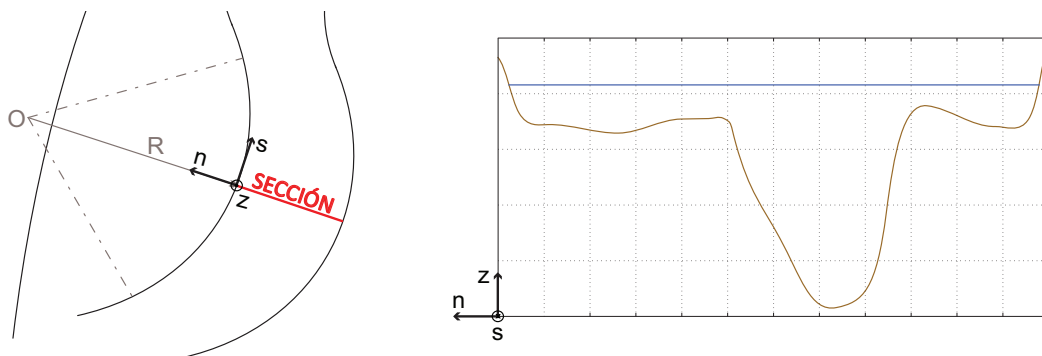


Figura 4.6. Localización y orientación de los ejes locales ( $s, n, z$ ) para una sección genérica

A continuación se presentan y comentan los resultados relativos a la circulación total, longitudinal y transversal en las distintas secciones y escenarios de medida. Se han adimensionalizado con el valor de la velocidad media en cada ensayo (ver Tabla 4.1) para facilitar su análisis y comparación.

#### 4.3.1. Patrones transversales de velocidad

En primer lugar, el análisis de la velocidad total ( $v_t$ ) permite confirmar la existencia de los patrones horizontales identificados en el apartado 4.2 y conocer con mayor detalle la distribución de la velocidad en las secciones de ensayo. Esto implica tanto el reparto en la dirección transversal (diferencia de velocidades entre las márgenes izquierda y derecha de la sección o incluso entre zonas del canal principal) como en la vertical (flujo diferenciado por debajo y por encima del nivel del cauce).

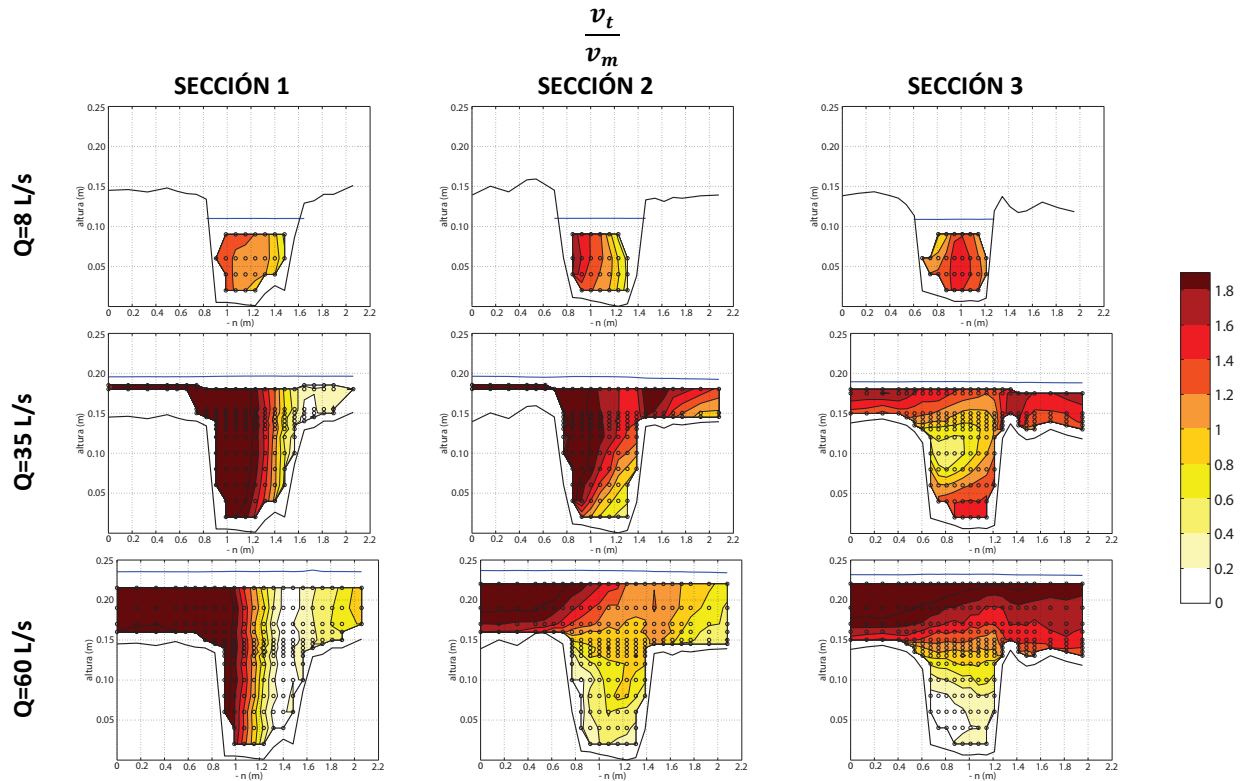


Figura 4.7. Velocidad total en las tres secciones de estudio para Q=8 L/s, Q=35 L/s y Q=60 L/s

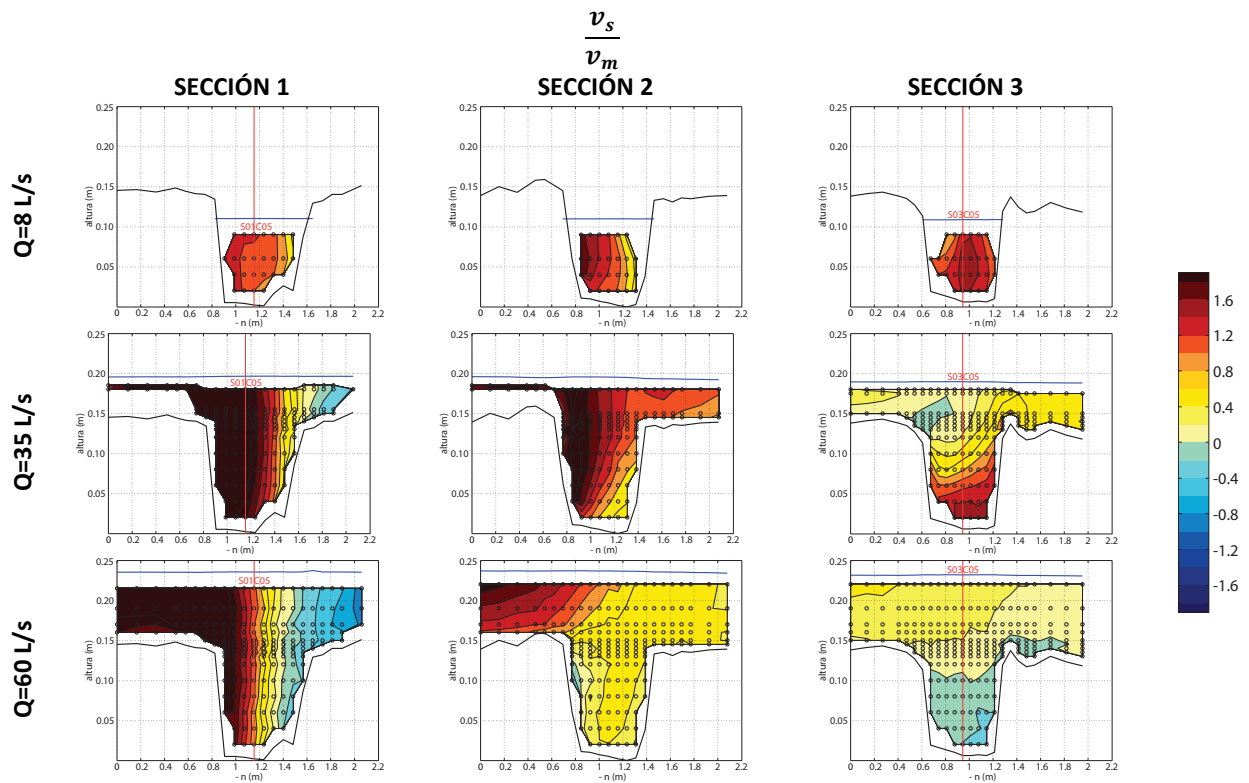


Figura 4.8. Velocidad longitudinal en las tres secciones de estudio para Q=8 L/s, Q=35 L/s y Q=60 L/s

La Figura 4.7 presenta los mapas de  $v_t$  en todas las secciones y escenarios de ensayo. Para el caso de **flujo simple** se observa la redistribución del flujo típica de tramos curvos ya comentada en el apartado anterior. La velocidad total máxima se concentra en la zona interna de la curva (**Sección 2**) y vuelve a la posición central tras un cierto recorrido del tramo de transición (**Sección 3**). En la **inundación de baja sumergencia** se observa una clara distribución transversal del flujo en las **Secciones 1 y 2**: velocidades totales mayores que la velocidad media en la margen izquierda, y menores que ella en la derecha. Se trata del efecto del vórtice de eje vertical que genera la condición de entrada de agua en el modelo, en el primer caso, y de la curva y la salida de agua del cauce a la llanura (*Sanjou y Nezu, 2009*), en el segundo. En la **Sección 3** de ese mismo ensayo la redistribución se produce en vertical, con un núcleo de velocidades menores que  $v_m$  en la pared izquierda del canal principal, justo por debajo del nivel del cauce. Para  $Q=60$  L/s estos dos efectos se acentúan: el área donde  $v_t < v_m$  aumenta en la Sección 1 y la diferencia de velocidades entre las fracciones superior e inferior de la Sección 3 es mucho más significativa. El efecto de frenado que el flujo en llanura ejerce sobre el cauce es evidente en este último caso.

El análisis de los núcleos de velocidad total mínima es interesante puesto que pueden estar asociados a la presencia de centros de vórtices, donde la velocidad en el plano perpendicular a su eje se anula. En el caso de la Sección 1, la franja de  $v_t$  mínima en torno a  $n=1.7$  y  $n=1.4$  para  $Q=35$  L/s y  $Q=60$  L/s respectivamente coincide con la localización aproximada del centro de giro del remolino de eje vertical ya comentado. En la Sección 3, por su parte, para los dos caudales de inundación se aprecian zonas de velocidad total mínima en el entorno de las áreas de zambullida de agua desde la llanura al cauce, asociadas con remolinos en el plano transversal.

A la vista de los resultados de velocidad total podemos decir que ésta es redistribuida en la dirección transversal por efecto de los fenómenos “en planta” (curvatura del canal, vórtices de eje vertical) y en la dirección vertical por procesos en el plano de la sección, como la entrada de agua desde la llanura al cauce y viceversa. El análisis de la **velocidad en la dirección longitudinal** ( $v_s$ ) del cauce, que se presenta en la Figura 4.8, es de ayuda en la caracterización del patrón hidrodinámico del tramo y en la identificación de las zonas donde el flujo no se alinea con el canal principal. Su distribución está muy relacionada con el patrón de corrientes secundarias, puesto que las células de circulación transversal redistribuyen la velocidad longitudinal y condicionan la posición de su valor máximo, alejándolo de la superficie libre (*Yang et al, 2004*) o de las paredes laterales (*Blanckaert y Graf, 2004*).

Para  **$Q=8$  L/s** se observa claramente el fenómeno de redistribución de la velocidad a lo largo del eje transversal. Las velocidades longitudinales máximas se localizan en la margen izquierda de la **Sección 1**, y no en su zona central como cabría esperar en un tramo recto. Éste es el efecto que provoca la curva de radio amplio previa a la zona de estudio. En la **Sección 2** el desplazamiento de la velocidad máxima se acentúa debido a la primera curva del meandro. Al rebasarla (**Sección 3**), el flujo se estabiliza y vuelve a mostrar el patrón propio de un tramo recto, con las velocidades longitudinales máximas en la zona central del cauce.

Para  **$Q=35$  L/s** la magnitud de  $v_s$  aumenta con respecto al ensayo de flujo simple, y de nuevo sus valores máximos están desplazados hacia la izquierda en las secciones 1 y 2. Al efecto de la curva previa se suma en este caso el de la condición de contorno a la entrada de agua en el modelo, que provoca el vórtice de eje vertical comentado en el apartado anterior. La diferencia de velocidades entre las márgenes y la aparición de un contraflujo en la llanura derecha de la **Sección 1** son coherentes con la existencia de este remolino. En la **Sección 3** la magnitud de la velocidad disminuye, puesto que se encuentra en la zona más ancha del modelo, y sus máximos se localizan en la zona cercana al fondo. Es en esa franja donde el flujo se alinea con la dirección longitudinal del cauce, mientras que en la capa superior lo hace de acuerdo a la preferente de la llanura.

En el escenario de  **$Q=60$  L/s** el patrón en la **Sección 1** es muy similar al observado para  $Q=35$  L/s, aunque en este caso la magnitud de las velocidades negativas que el vórtice de eje vertical provoca es más significativa. En la **Sección 2**, sin embargo, el patrón cambia sensiblemente: las velocidades máximas quedan ahora confinadas

a la llanura izquierda y en el resto de la sección la velocidad longitudinal disminuye. Este efecto es todavía más evidente en la **Sección 3**. La magnitud de la velocidad longitudinal es mucho menor que en la inundación de baja sumergencia. Aparecen valores negativos en la mitad inferior de la sección, probablemente debidos a procesos de zambullida de agua desde la llanura al cauce principal. Todo ello muestra la limitada influencia que la geometría del cauce ejerce en el patrón hidrodinámico para este caso.

Las mayores diferencias entre los mapas de velocidad total y longitudinal se observan en la Sección 3 para los dos casos de inundación. Mientras que la magnitud de  $v_t$  es muy elevada en ambos,  $v_s$  sólo toma valores significativos en la zona inferior de la sección en el caso de baja sumergencia, y está muy por debajo de  $v_m$  en todo el área para  $Q=60$  L/s. Estas diferencias indican que aunque el agua circula a gran velocidad y se orienta según un eje distinto al longitudinal, más divergente a él cuanto mayor es la diferencia entre  $v_t$  y  $v_s$ .

También resulta interesante analizar la **orientación de los gradientes de velocidad** mostrados en las gráficas, puesto que son indicativos de su giro a lo largo de la zona de estudio. Para  $Q=35$  L/s las mayores variaciones de  $v_s$  en las secciones 1 y 2 se producen en dirección transversal, mientras que en la Sección 3 el máximo gradiente se obtiene para una dirección oblicua, casi horizontal. Por lo tanto podemos decir que en la Sección 1 y la Sección 2 el flujo se reorienta a lo largo del eje transversal, mientras que en la Sección 3 lo hace en dirección vertical. En el caso de  $Q=60$  L/s la magnitud del gradiente máximo se conserva en la Sección 1 y en la margen izquierda de la Sección 2 con respecto al caso de  $Q=35$  L/s. Sin embargo, en la Sección 3, la tasa de variación de la velocidad disminuye y se produce claramente en la dirección  $z$ .

Para evaluar el patrón de variación vertical de la velocidad en diferentes condiciones de flujo, las Figura 4.9 y Figura 4.10 presentan los perfiles de  $v_s$  en los puntos centrales de las secciones 1 y 3 (S01C05 y S03C05, ver Figura 4.8) para los tres caudales de ensayo, y los comparan con el perfil logarítmico para tramos rectos con flujo turbulento, que se puede calcular como:

$$\frac{v_s}{u^*} = \frac{1}{k} \ln \frac{z}{k'_s} + B \quad [4.1]$$

donde:

$u^*$ : velocidad de corte, calculada para cada caudal con los datos de la Sección 1 como  $u^* = \sqrt{\frac{f \cdot v_m^2}{8}}$ .  $f$  es el

coeficiente de fricción de Darcy-Weisbach calculado como  $f = n^2 \frac{8 \cdot g}{R_h^{1/3}}$ .

$k$ : Constante de Von Kármán. Se ha adoptado un valor de 0.41, indicado para flujo en lámina libre con alta sumergencia (Nezu y Nakagawa, 1993).

$k'_s$ : Rugosidad equivalente de Nikuradse, calculada como  $k'_s = 6.8 \cdot d_{50}$ , teniendo en cuenta que  $d_{50} = (21 \cdot n)^6$ , según la conocida fórmula de Strickler.

$B$ : Constante aditiva. Para lechos rugosos ( $k_s^+ = k'_s \cdot \frac{u^*}{\nu} \geq 70$ ) se adopta un valor de 8.5 (Song, 1994). En este caso, el valor de  $k_s^+$  para el caso de flujo simple es de 59.8, mientras que para  $Q=35$  y  $60$  L/s es de 661, por lo que se considerará en todos ellos lecho rugoso ( $B=8.5$ )

Hay que destacar que, con esta metodología de cálculo, los perfiles logarítmicos para los caudales de 35 y 60 L/s son coincidentes, puesto que sus velocidades críticas y resto de parámetros usados para calcularlos son los mismos. Los perfiles de  $v_s$  del caso de flujo simple y  $Q=60$  L/s se aproximan al correspondiente logarítmico, el último de ellos con fluctuaciones a lo largo de toda la vertical. Sin embargo, los resultados para el escenario de baja sumergencia muestran una velocidad que aproximadamente dobla a la calculada con la fórmula logarítmica. El fenómeno de descenso de la posición de la velocidad máxima (*velocity dip*, Bonakdari et al, 2008) no es apenas apreciable en ninguno de los casos, debido a que la influencia de las corrientes secundaria

es muy baja en este tramo. La velocidad longitudinal para  $Q=35$  L/s aumenta con respecto a la registrada para el caso de flujo simple, mientras que su magnitud mínima se da para  $Q=60$  L/s, debido a que el incremento de caudal desplaza la zona de velocidad máxima hacia la izquierda.

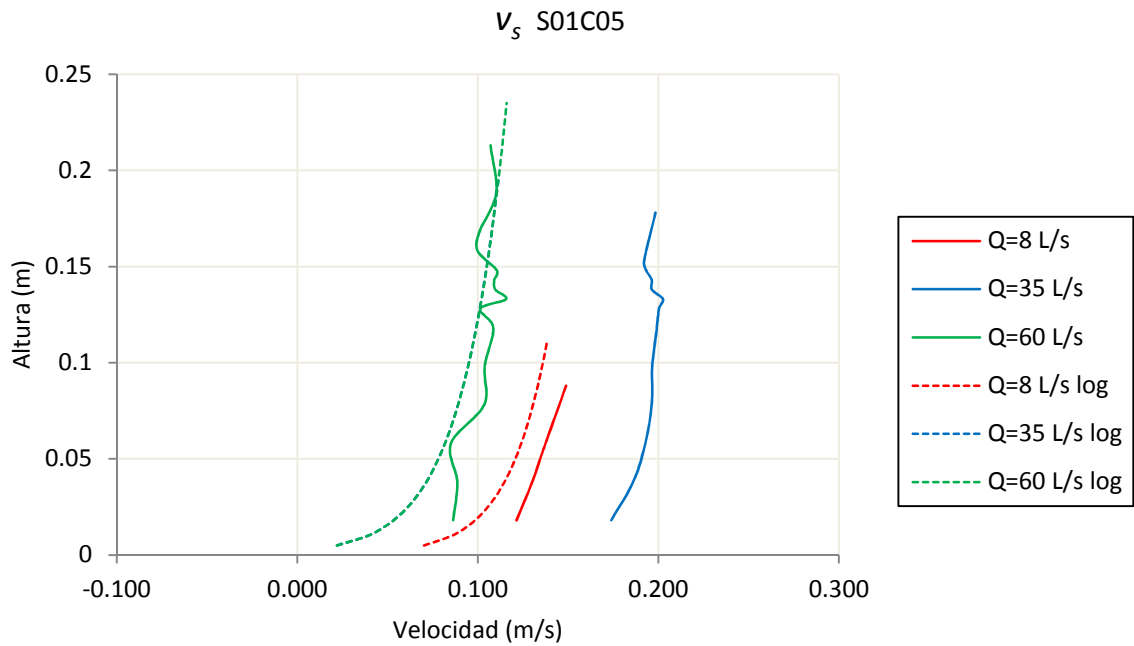


Figura 4.9. Perfiles verticales de velocidad longitudinal medidos y teóricos en el punto S01C05 para todos los escenarios de ensayo

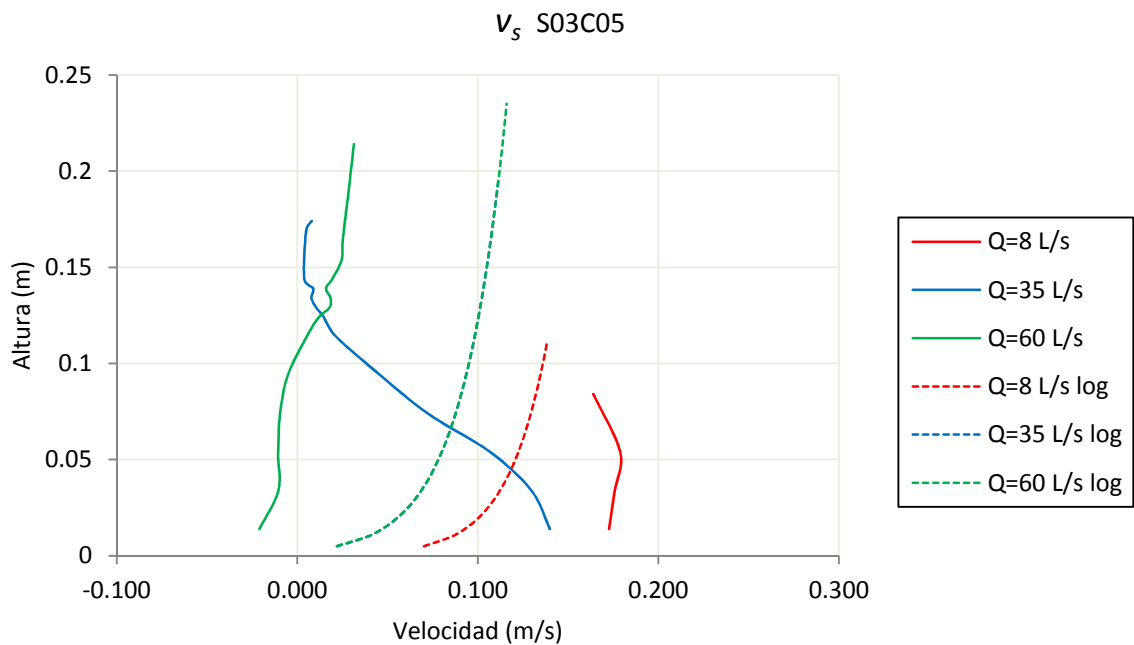


Figura 4.10. Perfiles verticales de velocidad longitudinal medidos y teóricos en el punto S03C05 para todos los escenarios de ensayo

En el caso de la Sección 3 (Figura 4.10), ninguno de los perfiles de velocidad longitudinal se aproxima a su correspondiente logarítmico. El descenso de la posición de la velocidad longitudinal máxima se observa para el caso de flujo simple. La magnitud de  $v_s$  en los dos escenarios de inundación disminuye con respecto a la registrada para  $Q=8$  L/s. Sin embargo, su comportamiento es claramente diferente: El perfil correspondiente a  $Q=35$  L/s experimenta una reducción drástica en la magnitud de  $v_s$  desde el fondo ( $\approx 0.13$  m/s) hasta la superficie (prácticamente nula). Esto no quiere decir que el flujo total se ralentice (ver Figura 4.7, Sección 1,  $Q=35$  L/s), sino que se reorienta a lo largo del eje  $z$ , debido al cambio en la dirección preferente del flujo en la zona inferior (cauce principal) y superior (llanura). Para  $Q=60$  L/s esta reorientación prácticamente desaparece, tal y como se observó en la Figura 4.8. La velocidad longitudinal es prácticamente nula a lo largo de toda la vertical, y en la mitad inferior del perfil se está produciendo la recirculación por zambullida comentada anteriormente. Por lo tanto, una sumergencia intermedia reorienta el flujo a lo largo de la vertical, mientras que un valor elevado de  $D_r$  lo arrastra y cambia la dirección de  $v_s$  en todo el calado.

El análisis de los patrones seccionales y verticales de velocidad confirma las conclusiones esbozadas en el apartado anterior sobre la influencia del aumento del caudal en el modelo. El paso de flujo simple ( $Q=8$  L/s) a inundación ( $Q=35$  L/s) se traduce en un aumento de la velocidad y en su reorientación a partir de la primera curva del meandro, distinguiéndose dos masas de agua (una inferior y otra superior) con comportamientos diferenciados.

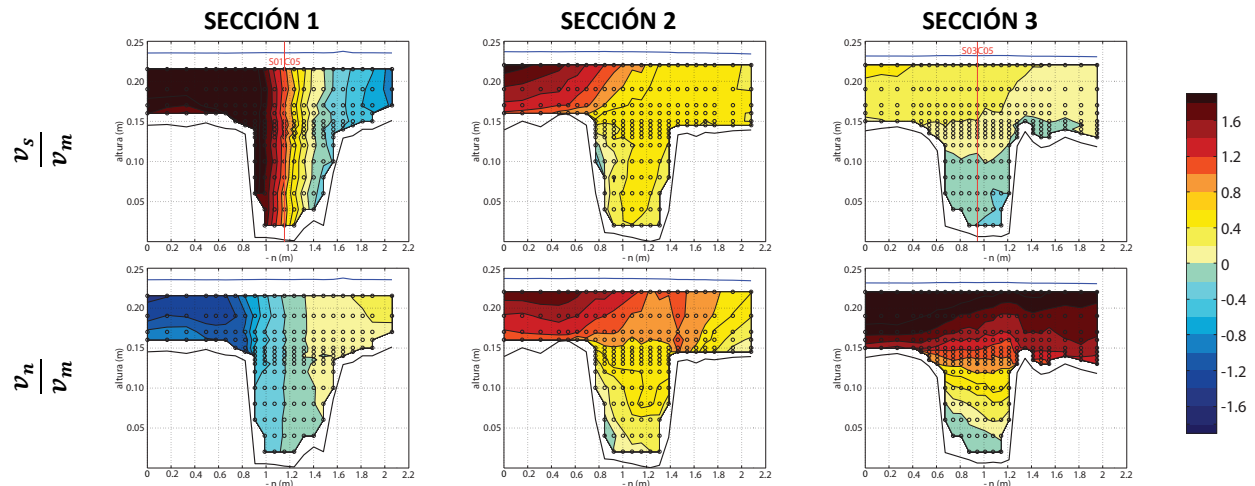


Figura 4.11. Comparación de las velocidades longitudinal y transversal en las tres secciones de estudio para  $Q=60$  L/s

En el caso de la inundación de alta sumergencia ( $Q=60$  L/s) la velocidad en la dirección longitudinal del cauce se reduce, por el efecto de barrido que ejerce el flujo en llanura. Esto no implica que la velocidad total sea menor, sino que está orientada en una dirección distinta. La Figura 4.11 muestra los mapas de velocidades longitudinales y transversales para el caudal de 60 L/s. Queda patente el fenómeno de reorientación de la velocidad, puesto que las secciones que presentan valores reducidos en la dirección longitudinal tienen una velocidad transversal alta, y viceversa. En la Sección 2 se aprecia un equilibrio relativo entre la magnitud de la velocidad en ambos ejes, mientras que en las Secciones 1 y 3 predominan las velocidades longitudinal y transversal, respectivamente.

#### 4.3.2. Patrones transversales de corrientes secundarias

La Figura 4.12 presenta los mapas de **corrientes secundarias** para las secciones y escenarios de estudio. Para  $Q=8$  L/s se aprecia en la **Sección 1** una célula de recirculación de poca magnitud (en torno al 10% de  $v_m$ ) y sentido antihorario procedente de la curva previa. En la **Sección 2** la corriente transversal tiene mayor magnitud y sentido opuesto, puesto que la primera curva del meandro tiene menor radio y sentido de giro contrario que la que provoca la recirculación en la Sección 1. Esta célula permanece en la **Sección 3** del modelo.

En la inundación de baja sumergencia ( $Q=35 \text{ L/s}$ ) en la **Sección 1** se observa el remanso en la margen derecha debido al vórtice de eje vertical por efecto de la condición de entrada de agua en el modelo. Se aprecia también una parte de la célula residual de la curva previa de radio amplio, aunque su efecto queda muy mitigado por el paso de agua del cauce a la llanura, debido a que existe una pequeña divergencia entre sus direcciones. La célula de recirculación debida a la primera curva del meandro que se identificó en el ensayo de flujo simple desaparece casi por completo (sólo se aprecia un residuo en la esquina inferior derecha de la sección). La circulación de agua en la llanura neutraliza esa corriente transversal y provoca un flujo de izquierda a derecha en el cauce principal. Las velocidades verticales elevadas en la zona de contacto entre el cauce y la llanura muestran una clara interacción entre ambas. Se produce una zambullida desde la llanura al cauce en la margen izquierda de la sección, y una expulsión de agua en sentido contrario en la derecha.

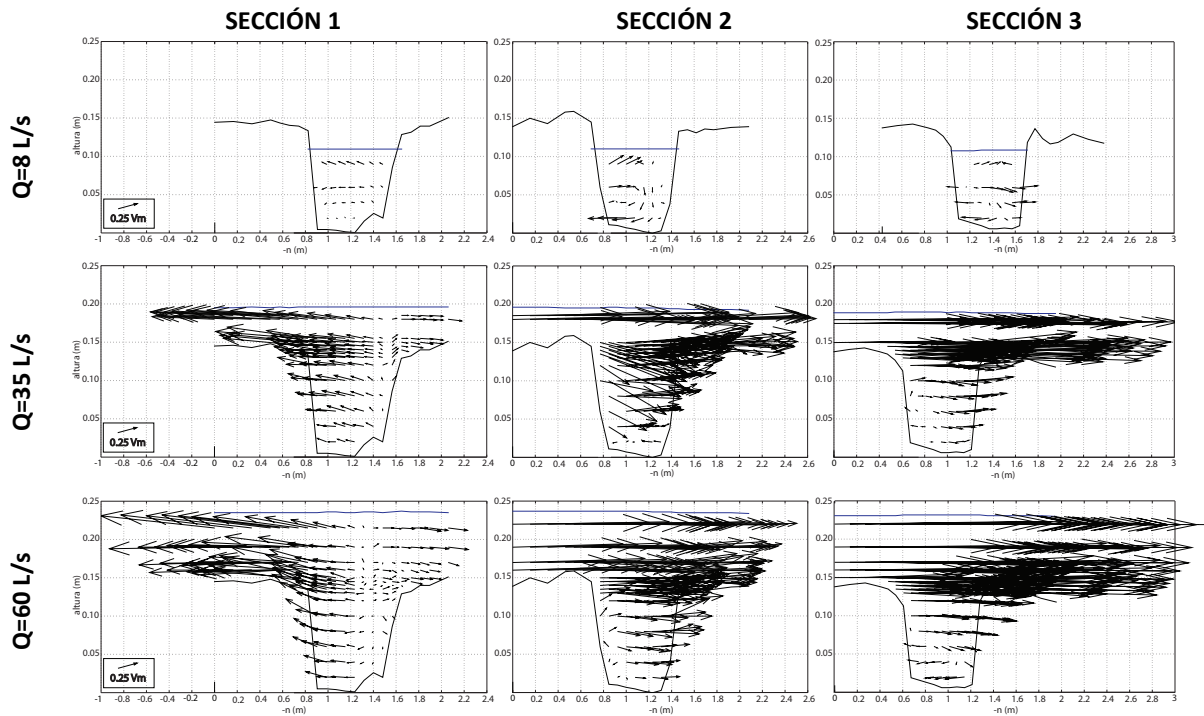


Figura 4.12. Corrientes secundarias en todas las secciones y escenarios de ensayo

En la **Sección 3** quedan definidas dos dinámicas muy diferenciadas: La parte superior del flujo sigue la dirección de la llanura, y su velocidad es muy superior a la media del ensayo. Sin embargo, en la zona inferior se identifica una célula de recirculación en sentido horario que ocupa aproximadamente dos tercios del ancho de la sección. Este flujo podría ser un efecto de la primera curva del meandro, si bien el hecho de que en la **Sección 2** no se identificase ningún patrón transversal indica que puede haber otros procesos que lo provoquen. La entrada de agua desde el cauce hacia la llanura puede ser la causa de esta célula.

Para  $Q=60 \text{ L/s}$  los patrones que se observan en los resultados de este ensayo son muy similares a los del de baja sumergencia, con una diferenciación mayor entre la zona superior e inferior del flujo. La magnitud del vórtice de la **Sección 1** aumenta, mientras que en la **Sección 2** se observa una pequeña célula de sentido horario en la zona inferior izquierda, debida al impacto del agua procedente de la llanura en la pared externa del cauce. Por el mismo motivo aparece una célula, también de sentido horario, en la **Sección 3**. Su tamaño es mayor que en el caso de  $Q=35 \text{ L/s}$  (en este caso ocupa todo el ancho de la sección), dado que la masa de agua procedente de la llanura es mucho mayor. El flujo es prácticamente horizontal en el área de contacto entre el cauce y la llanura, por lo que podemos decir que la interacción entre esas zonas es menor que en la inundación de baja sumergencia.

### 4.3.3. Patrones transversales de vorticidad

A continuación se presentan los mapas de vorticidad longitudinal  $\Omega_s$  en las secciones de estudio, que permiten cuantificar la magnitud de las corrientes secundarias en las mismas. Siguiendo el criterio de signos establecido por los ejes locales, las vorticidades positivas indican giros en el sentido de las agujas del reloj.

En el escenario de flujo **simple**, se observan vorticidades negativas de poca magnitud en la **Sección 1**, coherentes con la célula residual procedente de la curva de radio amplio en el tramo inicial del modelo. En la **Sección 2** los valores son mayores y positivos, como corresponde al giro de sentido horario que provoca la primera curva del meandro. El centro del vórtice se sitúa en la zona inferior izquierda de la sección, mientras que en la esquina opuesta se aprecia la existencia de la célula externa. Su tamaño y magnitud son mayores en la **Sección 3**, donde también se observa una leve disminución de la vorticidad en la zona de la circulación transversal principal. Esta reducción concuerda con los resultados obtenidos por *Shiono y Muto (1998)*, *Blanckaert y de Vriend (2004)* y *Van Balen (2011)*. Según este último, la magnitud de la circulación transversal comienza a disminuir en las secciones situadas entre 60° y 90° a partir del inicio de la curva.

Para **Q=35 L/s** el patrón de vorticidades es mucho más complejo que en el caso de flujo simple. La característica común a las tres secciones de ensayo es la existencia de gradientes de  $\Omega_s$  elevados en las zonas de contacto, tanto horizontales como verticales, entre el cauce principal y las llanuras de inundación. En la **Sección 1** predominan los valores de poca magnitud y signo negativo (antihorario), mientras que en las **Secciones 2 y 3** aparecen vorticidades elevadas en sentido positivo, debidas a la entrada de agua desde la llanura izquierda al cauce. Su efecto se extiende hasta el fondo, especialmente en la Sección 2. Se observan además valores elevados de vorticidad en puntos cercanos a irregularidades del fondo ( $-n \approx 1.5$  m en la Sección 3, por ejemplo).

Igual que en el ensayo de baja sumergencia, para **Q=60 L/s** los mayores valores y gradientes de vorticidad se dan, para las tres secciones de ensayo, en las superficies de contacto entre el cauce principal y las llanuras de inundación. Aparecen magnitudes negativas relevantes en la llanura izquierda de la **Sección 1**, debidas a la salida de agua desde el cauce hacia esa zona.

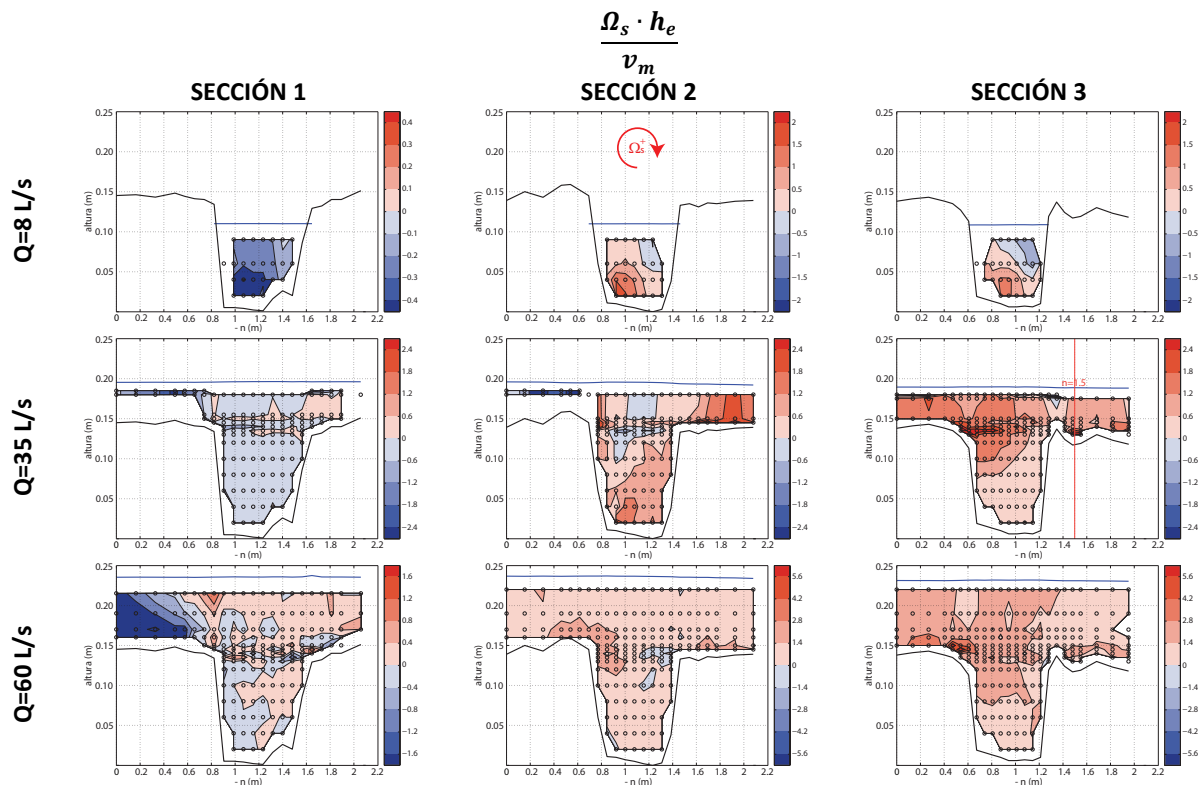


Figura 4.13. Vorticidad longitudinal adimensional en todas las secciones y escenarios de ensayo



En cuanto al tramo de curva, es de interés señalar los valores elevados de vorticidad en la orilla izquierda del cauce de la **Sección 2**. En esta zona el agua se zambulle hacia el cauce principal, aunque su alcance es menor que en el ensayo de  $Q=35$  L/s, puesto que las velocidades en el fondo disminuyen. Este hecho es más evidente en la **Sección 3**, que presenta valores de vorticidad positivos y muy elevados en el contacto entre el cauce y la llanura izquierda, y de magnitud mucho menor en el resto de la sección. En este caso, por lo tanto, el flujo superior genera menos vórtices que en el de baja sumergencia.

En ninguno de los casos de inundación se aprecia la célula de sentido negativo en la zona central de la Sección 2 que se identifica en los resultados de *Shiono y Muto (1998)* para una localización similar. En el caso del Mero, el sentido de rotación de las corrientes secundarias es eminentemente positivo y de poca magnitud. El patrón de circulación en la Sección 3 (zona de transición) sí que presenta similitudes, puesto que aquellos autores identifican también una célula de circulación positiva en el contacto entre cauce y llanura de la margen izquierda del río. Muestran también una rotación de sentido contrario en el fondo, que en este caso no se aprecia en los resultados, pero es coherente con la importante disminución de la magnitud de la vorticidad cerca del lecho del modelo.

#### 4.4. Conclusiones

A partir del análisis realizado en este Capítulo se pueden extraer varias conclusiones:

- En el caso de **flujo simple** la hidrodinámica del tramo está **gobernada por la morfología en planta** del tramo. No se han apreciado fenómenos relevantes relacionados con la forma del fondo. Probablemente su efecto se limita a la franja más cercana al mismo, para la que no se dispone de medidas puesto que no es el objeto de este estudio.
- El **flujo en las llanuras** de inundación condiciona enormemente los **patrones hidrodinámicos del tramo**. El grado en el que la influencia del cauce principal es apreciable depende de la relación entre los calados en ambas zonas. Para una sumergencia baja ( $D_r=0.26$ ) se observan comportamientos diferenciados entre la zona inferior y superior del flujo. Al aumentar el caudal de inundación ( $D_r=0.38$ ) el flujo sigue la dirección preferente de la llanura y el cauce actúa como una macro-rugosidad cuya influencia se limita al área cercana al fondo del modelo.
- Incluso en los casos en los que la hidrodinámica se encuentra claramente gobernada por el cauce o las llanuras de inundación ( $Q=8$  L/s y  $Q=60$  L/s, respectivamente), a nivel seccional se han identificado **procesos de recirculación e intercambio de masa** entre ambas zonas. Las corrientes secundarias, cuantificadas a través de la vorticidad longitudinal  $\Omega_s$ , indican las áreas donde se producen esos fenómenos. En el caso de flujo simple los resultados son consistentes con la teoría de canales en curva, mientras que para caudales de inundación se han identificado los planos de contacto entre el cauce y las llanuras de inundación como zonas de generación de vórtices longitudinales.

Parece claro que las corrientes secundarias en el caso de flujo simple están principalmente condicionadas por la curvatura del canal. Sin embargo, debido a la complejidad de los patrones de circulación transversal registrados, no es posible cuantificar a través de los mapas de vorticidad la influencia de la morfología y el flujo en las llanuras para los casos de inundación. En el siguiente capítulo se calcularán de forma separada los términos de la ecuación de la vorticidad que hacen referencia a esos factores, de forma que se pueda evaluar su relevancia para los distintos escenarios de ensayo analizados en esta tesis.

## 4.5. Bibliografía

- Blancaert, K.; de Vriend, H. J. *Secondary flow in sharp open-channel bends*. Journal of Fluid Mechanics 2004, (498), 353-380.
- Blancaert, K.; Graf, W. H. *Momentum transport in sharp open-channel bends*. Journal of Hydraulic Engineering 2004, 130 (3), 186-198.
- Bonakdari, H.; Larrarte, F.; Lassabatere, L.; Joannis, C. *Turbulent velocity profile in fully-developed open channel flows* Environmental Fluid Mechanics 2008b, 8, 1, 1-17.
- Cooper, J. R.; Tait, S. J. *The spatial organisation of time-averaged streamwise velocity and its correlation with the surface topography of water-worked gravel beds*. Acta Geophysica 2008, 56 (3), 614-641.
- Sanjou, M.; Nezu, I. *Turbulence structure and coherent motion in meandering compound open-channel flows*. Journal of Hydraulic Research 2009, 47 (5), 598-610.
- Shiono, K.; Muto, Y. *Complex flow mechanisms in compound meandering channels with overbank flow*. Journal of Fluid Mechanics 1998, 376, 221-261.
- Song, T. *Velocity and turbulence intensities distribution in non-uniform and unsteady open-channel flow*. Laboratory of Hydraulic Constructions. Laussane, École Polytechnique Fédérale de Lausanne 1994, Tesis doctoral
- van Balen, W. *Curved open-channel flows. A numerical study*. Delft University of Technology 2011, Tesis doctoral, 171 páginas.
- Yang, S. Q.; Tan, S. K.; Lim, S. Y. *Velocity distribution and dip-phenomenon in smooth uniform open channel flows*. Journal of Hydraulic Engineering 2004, 130 (12), 1179-1186.

## **GENERACIÓN DE CORRIENTES SECUNDARIAS EN UN MEANDRO COMPUESTO**

### **5.1. Introducción**

### **5.2. Influencia de la geometría en planta en la generación de corrientes secundarias en un meandro compuesto**

5.2.1. Análisis de las variables que intervienen en los términos de estudio

5.2.2. Cálculo de los términos de geometría de la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal

### **5.3. Influencia de la turbulencia en la generación de corrientes secundarias en un meandro compuesto**

5.3.1. Análisis de las variables que intervienen en los términos de estudio

5.3.2. Cálculo de los términos de turbulencia de la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal

### **5.4. Origen de las corrientes secundarias para distintas posiciones y condiciones de sumergencia**

### **5.5. Conclusiones**

### **5.6. Bibliografía**



## 5.1. Introducción

En el Capítulo 4 de esta tesis se calcularon los mapas de corrientes secundarias y la vorticidad longitudinal en cada una de las secciones y escenarios de ensayo (ver características hidráulicas de los ensayos en la Tabla 5.1). A través de este último parámetro se puede evaluar la magnitud de la circulación transversal con respecto al flujo medio. Sin embargo, el análisis de los mapas de vorticidad no es suficiente para determinar los fenómenos que la generan. En cualquier canal, en especial en aquellos de morfología y características hidrodinámicas complejas, es preciso acudir a la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal para poder discernir entre las corrientes secundarias generadas por la curvatura del canal -o de primer tipo de Prandtl- y las provocadas por fenómenos turbulentos -o de segundo tipo de Prandtl-, (Bradshaw, 1987).

Estas dos clases de corrientes secundarias no sólo se diferencian en su origen, sino también en su magnitud: Las de primer tipo pueden llegar a alcanzar el 20-30% del valor del flujo principal medio, mientras que la intensidad de las de segundo tipo no suele sobrepasar el 5% (Nezu y Nakagawa, 1993). Es interesante comentar que en todos los ensayos de este estudio el número de Reynolds del flujo (calculado con su velocidad media  $v_m$  y el calado equivalente de la sección  $h_e$ ) está muy por encima de los rangos habitualmente empleados para diferenciar el flujo laminar ( $Re < 2300$ ) del turbulento ( $Re > 4000$ ) (Pope, 2000). Por lo tanto, en todos los escenarios de flujo existirán corrientes secundarias de segundo tipo de Prandtl y en las zonas de curva aparecerán también las de primer tipo. A lo largo de este Capítulo se tratará de distinguir unas de otras.

Tabla 5.1. Parámetros característicos de los escenarios de ensayo: Caudal ( $Q$ ), velocidad media ( $v_m$ ), calado en el cauce ( $h_c$ ), en la llanura ( $h_l$ ) y equivalente ( $h_e$ ), ponderación de  $h_c$  y  $h_l$  según sus áreas), radio hidráulico ( $R_h$ ), sumergencia ( $D_r$ ), número de Reynolds ( $Re$ ) y de Froude ( $Fr$ ) y velocidad crítica ( $u^*$ )

| Caudal<br>(L/s) | Velocidad<br>media<br>(m/s) | Calado<br>cauce<br>(m) | Calado<br>llanura<br>(m) | Calado<br>equivalente<br>(m) | Radio<br>hidráulico<br>(m) | Sumergencia             | Número de<br>Reynolds      | Número de<br>Froude             | Velocidad<br>crítica<br>(m/s)          |
|-----------------|-----------------------------|------------------------|--------------------------|------------------------------|----------------------------|-------------------------|----------------------------|---------------------------------|--|
| $Q$             | $v_m = \frac{Q}{A}$         | $h_c$                  | $h_l$                    | $h_e$                        | $R_h$                      | $D_r = \frac{h_l}{h_c}$ | $Re = \frac{v_m h_e}{\nu}$ | $Fr = \frac{v_m}{\sqrt{g h_e}}$ | $u^* = \sqrt{\frac{f \cdot v_m^2}{8}}$ |
| 8               | 0.121                       | 0.110                  | 0                        | 0.110                        | 0.071                      | 0                       | 13310                      | 0.116                           | 0.009                                  |
| 35              | 0.093                       | 0.190                  | 0.050                    | 0.093                        | 0.064                      | 0.26                    | 8649                       | 0.097                           | 0.010                                  |
| 60              | 0.099                       | 0.235                  | 0.090                    | 0.123                        | 0.101                      | 0.38                    | 12177                      | 0.090                           | 0.010                                  |

La Figura 5.1 presenta los mapas de corrientes secundarias adimensionalizadas con el valor de la velocidad media en cada escenario. Teniendo en cuenta lo comentado en el párrafo anterior se puede realizar una primera clasificación de las corrientes secundarias en el tramo de estudio según su magnitud con respecto al flujo longitudinal medio. En el **ensayo de flujo simple** se observa con claridad el cambio en la magnitud de las corrientes secundarias con el avance a lo largo de la curva. En la Sección 1 la magnitud de los vectores de la célula de recirculación detectada está en torno al 5% de la velocidad longitudinal media del ensayo. Se trata, por lo tanto, de una circulación transversal de segundo tipo en la clasificación de Prandtl, lo cual indica que su origen no está relacionado con la morfología del canal sino con la turbulencia del flujo. Esta conclusión es coherente con la propuesta de Sugiyama et al. (1995), según quienes a partir de una distancia de diez calados a la salida de una curva las corrientes secundarias generadas por ella disminuyen y se confunden con las debidas a fenómenos turbulentos. En este caso, la curva previa a la Sección 1 es de radio amplio y se encuentra 2 m aguas arriba de la misma, de calado medio 0.11 m, por lo que su efecto en el patrón de circulación transversal debería ser muy poco significativo.

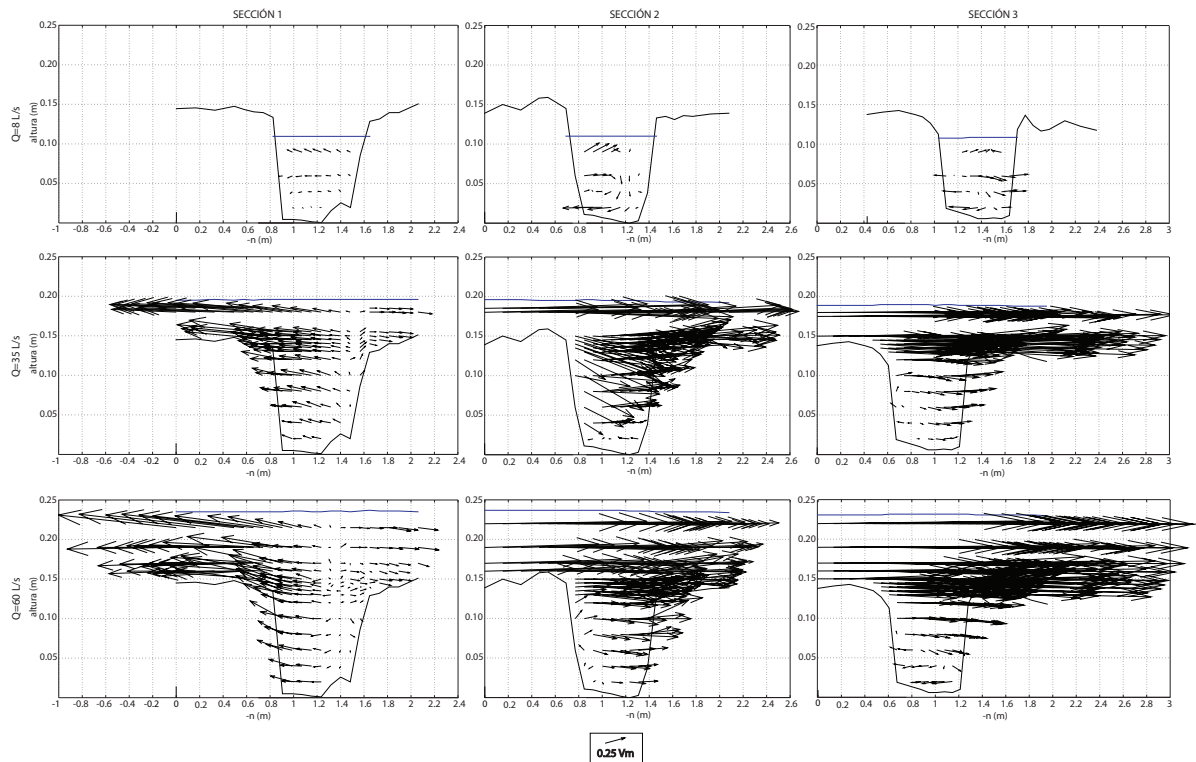


Figura 5.1. Corrientes secundarias adimensionales en todas las secciones y escenarios de ensayo

En las Secciones 2 y 3 la magnitud de la célula transversal aumenta y adquiere en algunas zonas el valor del 20% de la velocidad media, característico de corrientes secundarias originadas por la curvatura del canal (corrientes secundarias de primer tipo de Prandtl). Este patrón es también lógico, puesto que la Sección 2 se encuentra a unos  $60^\circ$  de la entrada de la curva –sector donde se esperan unas células de recirculación transversal máximas (van Balen, 2011)- y la Sección 3 está separada menos de 0.5 m ( $\approx 5 \cdot h_e$ ) de su salida, por lo que todavía es apreciable la influencia del cambio de dirección en el canal.

En los **casos de inundación** el análisis del origen de las corrientes secundarias resulta más complicado. La divergencia entre el cauce principal y las llanuras de inundación en las secciones 2 y 3 hace que sólo en su zona inferior el plano representado sea estrictamente transversal a la geometría del canal. La orientación de dicho plano en la capa superior del flujo se aproxima a la dirección preferente de la llanura, por lo que el análisis de los resultados en términos de magnitud de células de recirculación debe ser realizado con precaución.

Para el escenario de **baja sumergencia** ( $D_r=0.26$ ), en la Sección 2 se produce, entre las cotas de 0.05 y 0.15 m, un aumento muy significativo de las corrientes secundarias con respecto a las de flujo simple. En cualquier caso, atendiendo a la magnitud de la circulación transversal, puede decirse que en las secciones 1 y 3 conviven células generadas por la geometría (márgenes izquierda y derecha del cauce, respectivamente) con otras debidas a la turbulencia (áreas restantes de la capa inferior del flujo, donde la velocidad transversal está en torno a  $0.05 - 0.10 \cdot v_m$ ) y con la circulación transversal asociada a la dirección principal de la llanura. Los resultados del escenario de **alta sumergencia** ( $D_r=0.38$ ) son, como se indicó en el capítulo anterior de esta tesis, similares a los del caudal intermedio, con una interacción entre capas menor evidenciada por la baja componente vertical del flujo en la superficie de contacto entre ambas.

Por lo tanto, y debido a las características morfológicas ya comentadas, resulta imposible discernir sólo con estos mapas si los patrones de recirculación identificados son provocados por la curvatura del canal y/o la turbulencia, o si se trata de un arrastre ejercido por la capa superior del flujo sobre la inferior. Para poder analizar con detalle el origen de las corrientes secundarias es necesario recurrir a la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal, que evalúa la variación temporal de  $\Omega_s$  tanto por procesos de generación/disipación

como por transporte a lo largo del canal. En ella intervienen la propia vorticidad longitudinal, así como las componentes de la velocidad y la fluctuación, y sus gradientes a lo largo de los ejes coordenados.

Con los datos registrados en este estudio se pueden calcular todas las variables (velocidad, fluctuación y vorticidad longitudinal) y parámetros geométricos presentes en la ecuación, así como sus derivadas con respecto a las direcciones transversal y vertical. Sin embargo, no es posible calcular los gradientes con respecto a la dirección longitudinal ( $\partial/\partial s$ ) puesto que no se dispone de datos suficientemente próximos en ese eje. El uso de coordenadas curvilíneas orientadas según la geometría de la sección permite cuantificar el efecto de la curvatura aún sin evaluar los gradientes longitudinales, cosa que no ocurre cuando se formula la ecuación para un sistema de coordenadas cartesianas fijas (*Albayrak y Lemmin, 2011*). Varios autores (*Shiono y Muto, 1998; Blanckaert y de Vriend, 2004*) señalan además que su valor puede ser despreciado, puesto que es un orden de magnitud menor que el de las derivadas en otras direcciones. Los primeros analizaron el flujo en canales meandriformes con llanuras de inundación rectas, mientras que el escenario de flujo de los segundos es un canal curvo simple. En los ensayos en el modelo del Mero puede aparecer un gradiente longitudinal debido a que la anchura de las motas de protección del modelo no es constante.

A continuación se presenta dicha ecuación, planteada por *Blanckaert y de Vriend (2004)* para unos ejes curvilíneos locales similares a los empleados en este estudio, y se identifican los distintos términos que la integran. Cabe recordar que, según el sistema de referencia utilizado, los vórtices longitudinales positivos son los que tienen sentido horario.

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \Omega_s}{\partial t} = & - \left[ \frac{1}{1 + \frac{n}{R}} \bar{v}_s \frac{\partial \Omega_s}{\partial s} + \bar{v}_n \frac{\partial \Omega_s}{\partial n} + \bar{v}_z \frac{\partial \Omega_s}{\partial z} \right] \quad \text{A1} \\
 & + \frac{1}{1 + \frac{n}{R}} \Omega_s \frac{\partial \bar{v}_s}{\partial s} \quad \text{A2} \\
 & + \left\{ - \frac{1}{1 + \frac{n}{R}} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\bar{v}_s^2}{R} \right) + \frac{1}{1 + \frac{n}{R}} \frac{\bar{v}_n \Omega_s}{R} + \left[ \frac{1}{1 + \frac{n}{R}} \frac{\partial \bar{v}_n}{\partial s} \frac{\partial \bar{v}_s}{\partial z} - \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial s} \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{1}{1 + \frac{n}{R}} \bar{v}_s \right) \right] \right\} \quad \text{A3} \\
 & - \frac{1}{1 + \frac{n}{R}} \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{\bar{v}_s'^2}{R} \right) \quad \text{A4} \\
 & + \frac{\partial^2}{\partial z \partial n} (\bar{v}_n'^2 - \bar{v}_z'^2) + \frac{1}{1 + \frac{n}{R}} \frac{1}{R} \frac{\partial \bar{v}_n'^2}{\partial z} + \left\{ \frac{1}{1 + \frac{n}{R}} \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{1}{1 + \frac{n}{R}} \frac{\partial}{\partial n} \right) \right\} \left[ \left( 1 + \frac{n}{R} \right) \bar{v}_n' \bar{v}_z' \right] \quad \text{A5} \\
 & + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{1 + \frac{n}{R}} \frac{\partial \bar{v}_s' \bar{v}_n'}{\partial s} \right) - \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{1}{1 + \frac{n}{R}} \frac{\partial \bar{v}_s' \bar{v}_z'}{\partial s} \right) \quad \text{A6} \\
 & + v \left[ \nabla^2 \Omega_s + \frac{2}{\left( 1 + \frac{n}{R} \right)^2} \frac{1}{R} \frac{\partial \Omega_s}{\partial s} - \frac{1}{R^2} \Omega_s \right] \quad \text{A7}
 \end{aligned}
 \tag{5.1}$$

El término a la izquierda de la igualdad es la variación temporal de la vorticidad longitudinal. Puesto que todos los ensayos se desarrollan en régimen permanente, su valor es siempre nulo. En el lado derecho de la ecuación, cada uno de los términos hace referencia a un fenómeno de generación o redistribución de la vorticidad longitudinal, tal y como detallan varios autores (*Schlichting, 1979; Bradshaw, 1987; Blanckaert y de Vriend, 2004*). A continuación se clasifican esos términos según su efecto y naturaleza y se resume la interpretación física de cada uno de ellos:

Términos de transporte

- i) **A1**: Transporte **advectivo** de la vorticidad longitudinal.

Términos de generación/disipación

- ii) **A2**: Amplificación de los vórtices debido a su **estiramiento**.
- iii) **A3**: Generación/disipación de vorticidad longitudinal inducida por la **curvatura** del canal (se corresponde con las corrientes transversales de primer tipo de Prandtl).
- iv) **A4**: Término **centrífugo** relacionado con la **turbulencia**.
- v) **A5**: Generación/disipación de vorticidad longitudinal debida a la influencia de las **tensiones turbulentas en el plano transversal** (corrientes transversales de segundo tipo de Prandtl).
- vi) **A6**: Generación/disipación de vorticidad longitudinal debida a la influencia de las **tensiones turbulentas de dirección longitudinal**.
- vii) **A7**: Disipación por **fenómenos viscosos**.

El término *A1* recoge el efecto del patrón hidrodinámico en la distribución de la vorticidad. No implica la generación y/o disipación de vórtices, sino su redistribución a lo largo de la sección transversal: la propia velocidad del flujo transporta, sin variar sus características, los vórtices existentes. En cuanto a los términos que generan o disipan vorticidad longitudinal, el primero de ellos (*A2*) tiene en cuenta el efecto conocido como *vortex stretching*: se trata del estiramiento o encogimiento de los vórtices a lo largo de su eje debido a los aumentos y disminuciones de la velocidad en esa dirección. Esta variación en la geometría del vórtice modifica también su intensidad. En esta tesis no se evaluará, dado que en su cálculo intervienen gradientes longitudinales de velocidad. Por el mismo motivo no se calcularán los dos últimos subtérminos de *A3*, que agrupa diversos factores relacionados con la curvatura del canal en la sección de estudio. Sólo se calcularán los dos primeros, que cuantifican, respectivamente, la influencia de la fuerza centrífuga y de la circulación transversal  $v_n$  en la generación de vorticidad longitudinal. Su interpretación se estudiará con detalle en el apartado 5.2 de este Capítulo.

El término *A4* está influenciado tanto por la curvatura ( $\frac{\partial}{\partial n} \frac{1}{R}$ ) como por la turbulencia ( $\overline{v_s'^2}$ ). *Blanckaert y de Vriend (2004)* no analizan su valor y evolución en su estudio de generación de corrientes secundarias, y tampoco se hará en este estudio, puesto que no permite diferenciar la fracción de circulación generada por la geometría de la ocasionada por fenómenos de turbulencia. Los términos *A5* y *A6* de la ecuación sí que están directamente relacionados con ella: el primero hace referencia a la vorticidad longitudinal generada por las tensiones turbulentas, tanto normales como tangenciales, con componentes en el plano transversal ( $\overline{v_n'}$  y/o  $\overline{v_z'}$ ). Su evolución y la de sus componentes a lo largo del modelo y en los distintos escenarios de ensayo se analizará en el apartado 5.3 de este Capítulo. Por su parte, el término *A6* se refiere también a tensiones turbulentas, en este caso con componente longitudinal ( $\overline{v_s'}$ ), y a su gradiente en ese eje. Por lo tanto, no se cuantificarán en este estudio.

Por último, el término *A7* refleja la influencia de los efectos viscosos en la disipación de vorticidad. Su aportación no se tendrá en cuenta en este estudio por diversos motivos: se espera que su valor sea despreciable frente al resto, su cálculo requeriría de datos de velocidades en el entorno de las paredes del modelo e implica, además, el cálculo de gradientes longitudinales.

Es importante resaltar en este punto las afirmaciones de *Blanckaert y de Vriend (2004)*, quienes comentan que el patrón de vorticidad longitudinal no se puede explicar solamente a través de esta ecuación, sino que otros fenómenos como la proximidad de los bordes del modelo o, principalmente, la transferencia de *TKE* entre el flujo medio y el instantáneo juegan también un papel en su definición. En concreto, consideran ese intercambio de energía cinética turbulenta esencial en la generación de la célula de recirculación de la parte superior



externa de la curva. El término advectivo puede ser también especialmente relevante en zonas de curva, donde las velocidades en el plano transversal son significativas y redistribuyen la vorticidad a lo largo de él.

A la hora de analizar los resultados obtenidos será necesario tener en cuenta estos matices. En cualquier caso, la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal es válida para abordar el objetivo de este Capítulo, que es la cuantificación del efecto de la curvatura y la turbulencia en la generación de corrientes secundarias de una sección.

Para el caso de flujo simple ( $Q=8$  L/s) se cuenta con la referencia de los resultados obtenidos por *Blanckaert y de Vriend (2004)* para un escenario similar en un canal estrecho. Su sección de control está situada a  $60^\circ$  de la entrada de una curva de radio ligeramente más amplio que el de este modelo, y que correspondería con la Sección 2. Sin embargo, en la literatura revisada no se han encontrado resultados de la cuantificación de estos términos en casos de inundación, por lo que su análisis es uno de los aspectos más innovadores de este estudio.

En los siguientes apartados se calcularán los términos y subterminos referentes a la generación de corrientes secundarias por curvatura (5.2) y turbulencia (5.3). Antes de cuantificarlos se realizará un análisis de los parámetros incluidos en cada uno de ellos, con el que se pretende desglosar el efecto de las variables que intervienen en este proceso. Por último, en el apartado 5.4 se analizarán conjuntamente ambos factores y se determinará cuál de ellos tiene mayor relevancia en el desarrollo de la vorticidad longitudinal para diferentes posiciones y condiciones de sumergencia en el modelo.

## 5.2. Influencia de la geometría en planta en la generación de corrientes secundarias en un meandro compuesto

El término A3 de la Ecuación 5.1 evalúa la influencia de la curvatura de un canal en su patrón de corrientes transversales. Se divide en tres subterminos (Ecuación 5.2), de los cuales sólo dos serán analizados en esta tesis, tal y como se justificó en el apartado anterior. Todos ellos se anulan para el caso de un tramo recto, bien porque están divididos por el radio de curvatura ( $R=-\infty$  en una recta), bien porque hacen referencia a variaciones longitudinales del flujo, que no existen en régimen permanente si no hay cambios en la geometría del modelo.

$$A3 = -\frac{1}{1+\frac{n}{R}} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{v_s^2}{R} \right) + \frac{1}{1+\frac{n}{R}} \frac{v_n \Omega_s}{R} + \left[ \frac{1}{1+\frac{y}{R}} \frac{\partial \bar{v}_n}{\partial s} \frac{\partial \bar{v}_s}{\partial z} - \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial s} \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{1}{1+\frac{n}{R}} \bar{v}_s \right) \right]$$

**A31: Fuerza centrífuga**

**A32: Velocidad transversal**

**A33: Gradiente longitudinal**

[5.2]

El primero de los subterminos (A31) está relacionado con la fuerza centrífuga, y por lo tanto es proporcional al cuadrado de la **velocidad longitudinal**. Valores positivos de  $(\partial v_s^2 / \partial z)$  implican el desarrollo de vórtices de sentido positivo. Por lo tanto, resulta de interés analizar con detalle los patrones de  $v_s^2$  e identificar las zonas donde se incrementa y disminuye en dirección vertical, que generan vorticidades longitudinales horarias y antihorarias, respectivamente (es importante recordar que en el sistema de coordenadas elegido tanto el radio  $R$  como las velocidades transversales que van del centro al exterior de la curva son negativos).

El subtermino A32, por su parte, tiene en cuenta la **velocidad transversal** y la **vorticidad longitudinal**. Dada una  $\Omega_s$  positiva –horaria–, una velocidad transversal positiva (de derecha a izquierda) proporciona un valor de A32 negativo y por lo tanto este término frena la vorticidad existente, mientras que una  $v_n$  negativa (de izquierda a derecha) la refuerza. Generalizando, puede decirse que en las zonas donde  $\Omega_s$  y  $v_n$  tienen el mismo signo, el término A32 frena el patrón existente, mientras que cuando son opuestos, lo promueve. La magnitud de esas contribuciones será mayor cuanto más relevante sean la velocidad transversal, la vorticidad longitudinal o

ambas. Por último, como ya se ha comentado, se desprecia el valor del subtermino  $A33$  porque implica el cálculo de gradientes longitudinales y está, previsiblemente, un orden de magnitud por debajo del resto de derivadas.

En los apartados siguientes se analizan las variables implicadas en el cálculo de estos subterminos (5.2.1), así como la magnitud de los mismos y su influencia relativa (5.2.2). Se presentan los resultados referentes a las Secciones 2 y 3, puesto que la Sección 1 se encuentra en un tramo recto. En los casos en los que la velocidad en una de las direcciones sea claramente predominante sobre las demás (por ejemplo, en la Sección 3,  $v_s$  para flujo simple y  $v_n$  para los caudales de inundación) se espera que el subtermino correspondiente ( $A31$  y  $A32$ , respectivamente) sea el que gobierne la generación de corrientes secundarias por curva. Sin embargo, en los casos intermedios (Sección 2 y/o inundación de baja sumergencia) es probable que existan zonas dominadas por cada uno de estos subterminos, o que su influencia esté equilibrada.

### 5.2.1. Análisis de las variables que intervienen en los términos de estudio

A continuación se analizan de forma conjunta las distribuciones de la velocidad longitudinal  $v_s$ , la variación vertical de  $v_s^2$ , la vorticidad longitudinal  $\Omega_s$  y la velocidad transversal  $v_n$ . Según *Blanckaert y Graf (2004)*, la redistribución de la velocidad longitudinal dentro de la sección se debe principalmente al transporte de momento por advección provocado por las corrientes secundarias. Una de las consecuencias de esta redistribución son los cambios en el perfil vertical de velocidad con respecto al patrón logarítmico desarrollado en un tramo recto. Concretamente, la posición del valor máximo de la velocidad no se localiza en la superficie libre sino por debajo de ella, dando lugar al fenómeno conocido como *velocity dip* (*Yang et al. 2004*).

La Figura 5.2 presenta los mapas transversales de  $v_s$ ,  $\frac{\partial v_s^2}{\partial z}$ ,  $\Omega_s$  y  $v_n$  en las Secciones 2 y 3 para  $Q=8$  L/s. Los resultados obtenidos muestran mapas de velocidad y vorticidad longitudinal coherentes con la geometría del canal, tal y como se comentó en el Capítulo 4. En la **Sección 2** el valor de  $v_s$  está por encima de la velocidad media en la mitad izquierda de la sección, lo que indica una redistribución de esta variable por efecto de la curva. En cuanto a la derivada parcial de  $v_s^2$  con respecto  $z$ , tiene signo positivo en la zona inferior de la sección (y por lo tanto contribuye a la generación de vórtices de sentido horario) y negativo en la superior (generación de vórtices de sentido antihorario). Los patrones comentados son coherentes con la presencia de una célula de recirculación principal de sentido horario y otra secundaria de signo contrario en la esquina superior externa de la sección, configuración típica en una curva de esta orientación.

En la **Sección 3** las conclusiones son similares a las anteriores. La distribución de velocidad longitudinal es simétrica con respecto al eje vertical central de la sección, lo que indica que el efecto de la curva anterior ha desaparecido casi por completo. La zona de valores positivos de la derivada vertical de  $v_s^2$  es un poco más reducida en este caso, lo cual concuerda con el desarrollo de la célula de circulación externa observada en el Capítulo 4.

En cuanto a la vorticidad y la velocidad transversal, en la Sección 2 no presentan patrones espaciales iguales pero su signo es coincidente aproximadamente en el tercio inferior de la sección y en su esquina superior externa. Por lo tanto, este subtermino estaría generando en esas zonas una vorticidad antihoraria, que es precisamente la contraria a la calculada para estas condiciones de flujo. En la Sección 3  $\Omega_s$  tiene signo positivo en el sector inferior izquierdo y negativo en el superior derecho, mientras que la distribución de  $v_n$  es parecida, aunque el área de signo positivo es menor. El subtermino en el que intervienen ( $A32$ ) estaría así generando vorticidades negativas en las esquinas inferior interna y superior externa y positivas en una franja oblicua central. Por lo tanto, se espera que contribuya en cierta medida a la generación de la célula de recirculación externa, pero no al desarrollo de la principal.

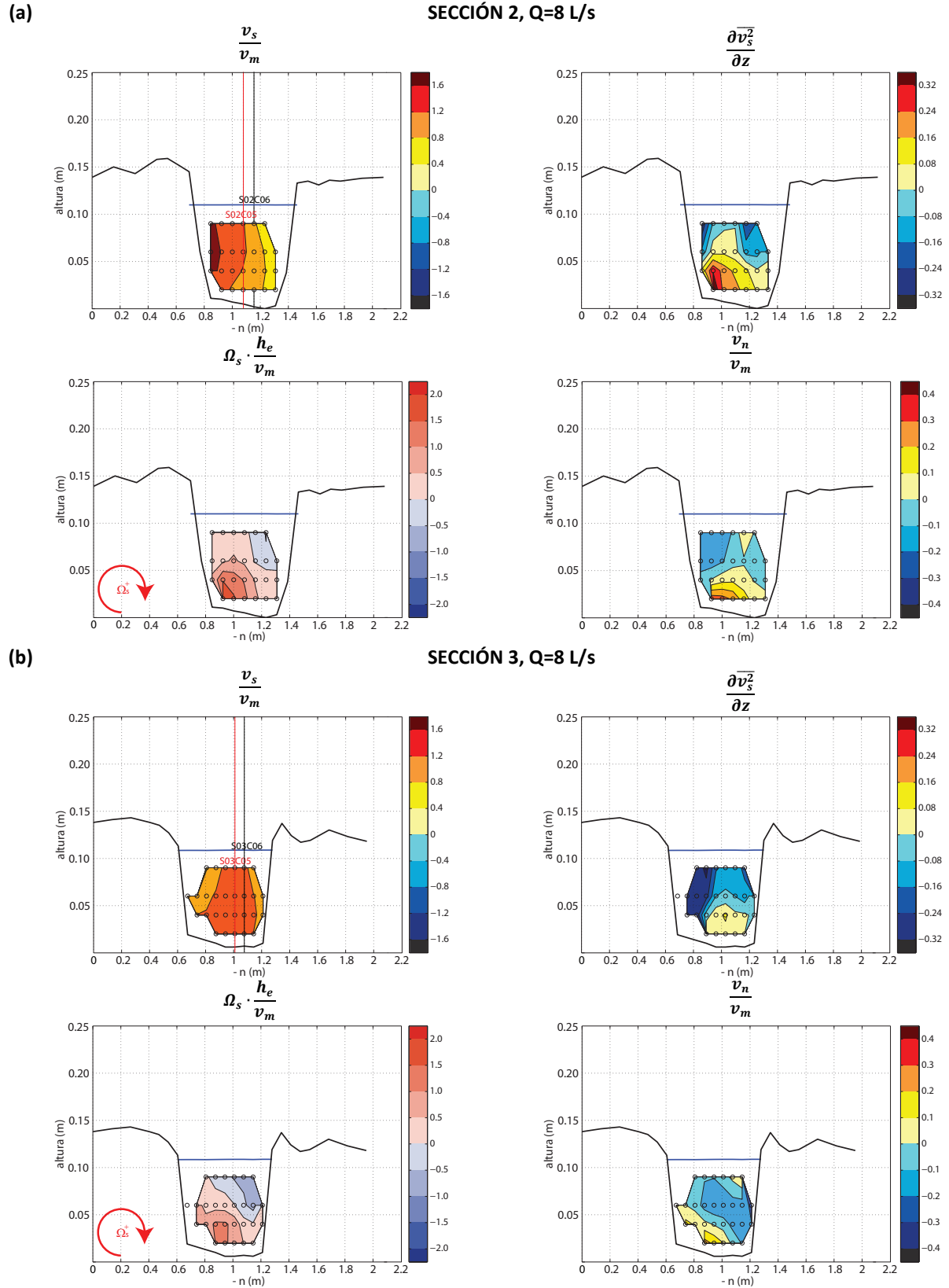


Figura 5.2. Velocidad longitudinal ( $v_s$ ),  $\frac{\partial v_s^2}{\partial z}$ , vorticidad longitudinal ( $\Omega_s$ ) y velocidad transversal ( $v_n$ ) para  $Q=8$  L/s en las Secciones 2 (a) y 3 (b). En el mapa de  $v_s$  se señalan las posiciones S02C05, S02C06, S03C05 y S03C06, cuyo perfil de velocidades se analiza en la Figura 5.3.

Puesto que el patrón vertical de velocidad longitudinal parece un factor condicionante de la distribución de vorticidad longitudinal, el análisis de los perfiles de  $v_s$  y su comparación con el patrón logarítmico para un canal recto puede ayudar a evaluar la influencia que la curvatura está ejerciendo sobre el flujo. La Figura 5.3 muestra los correspondientes a los puntos centrales (C05 y C06) de cada sección (S01, S02 y S03) para los distintos escenarios de ensayo para las Secciones 2 y 3 ver localización en la Figura 5.2). Se han incluido también los correspondientes a la Sección 1 con el objetivo de que sirvan como referencia del flujo en tramo recto.

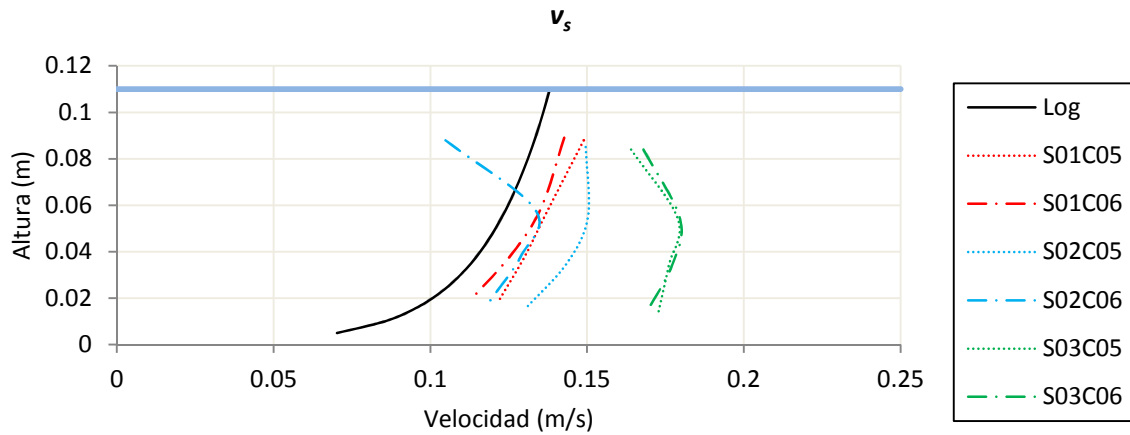


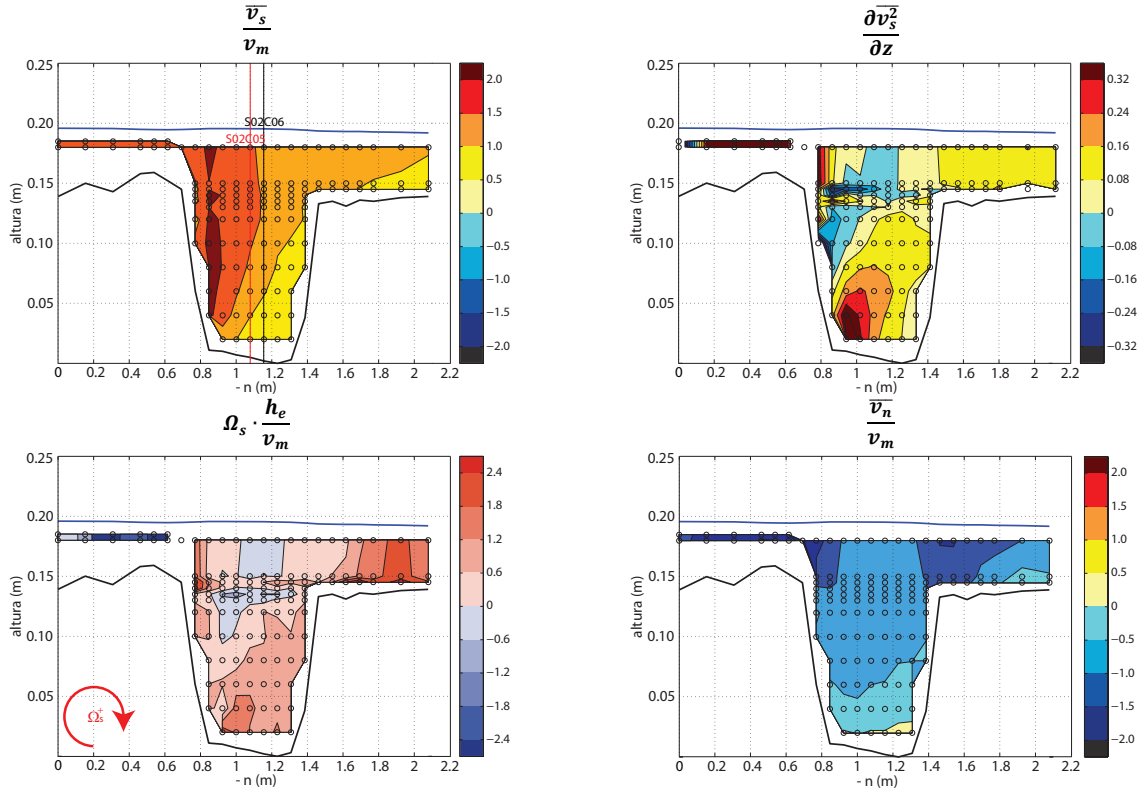
Figura 5.3. Perfiles verticales de velocidad longitudinal para los puntos centrales (C05 y C06) de las Secciones 1 (S01), 2 (S02) y 3 (S03) en el ensayo de flujo simple ( $Q=8$  L/s). Comparación con el perfil logarítmico teórico para tramo recto

Es necesario recordar que no se han registrado puntos a menos de 20 mm del fondo ni a menos de 25 mm de la superficie del agua, lo que provoca que en los datos experimentales no se observe el gradiente de velocidades elevado que se espera en estas zonas. En la Sección 1 se observan patrones de velocidad con tendencia lineal y valores próximos a los correspondientes logarítmicos, puesto que el efecto de la curva previa de radio amplio ya ha perdido influencia en esta zona. En la Sección 2 el valor máximo de  $v_s$  se sitúa aproximadamente en la mitad del perfil, y se observan las mayores diferencias entre perfiles contiguos. El valor de  $v_s$  en el punto S02C06 (situado a unos 40 mm del centro de la Sección 2 hacia el exterior de la curva) es en algunas zonas un 30% menor que el de S02C05 (en posición simétrica al anterior con respecto al eje central de la sección). Esto es lógico, teniendo en cuenta que la Sección 2 se encuentra en el vértice de la primera curva del meandro, y demuestra que los gradientes transversales de velocidad en entornos de radio elevado pueden llegar a ser muy altos. Se observan además los fenómenos comentados por *Blanckaert y de Vriend (2004)* para una sección equivalente: en la zona superior del perfil el valor de  $v_s$  está por debajo del correspondiente en el perfil logarítmico, y en la zona inferior por encima. Por último, en la Sección 3 los dos perfiles son prácticamente coincidentes y en ambos se observa de nuevo el *velocity dip*. El flujo está claramente acelerado con respecto a la velocidad calculada según la fórmula logarítmica, debido en parte a la diferencia de anchura entre esta Sección y la 1 (0.7 m frente a 0.8 m).

En las Figura 5.4 y Figura 5.5 se presentan los resultados para los dos escenarios de inundación. El análisis de sus resultados se realiza forma conjunta, puesto que su comparación resulta de gran interés para evaluar el efecto del aumento del caudal en las variables de estudio. Para la **inundación de baja sumergencia** se observa un comportamiento sensiblemente diferente entre las Secciones 2 y 3, en concreto en lo referente a la velocidad longitudinal y su gradiente. En la **Sección 2** el mapa de  $v_s$  muestra un desplazamiento de su máximo hacia el interior de la curva. El valor de  $\frac{\partial v_s^2}{\partial z}$  es positivo en toda el área de estudio, salvo una pequeña franja vertical en el contacto entre el cauce y la llanura. Este patrón concuerda con la vorticidad calculada, de signo

(a)

## SECCIÓN 2, Q=35 L/s



(b)

## SECCIÓN 3, Q=35 L/s

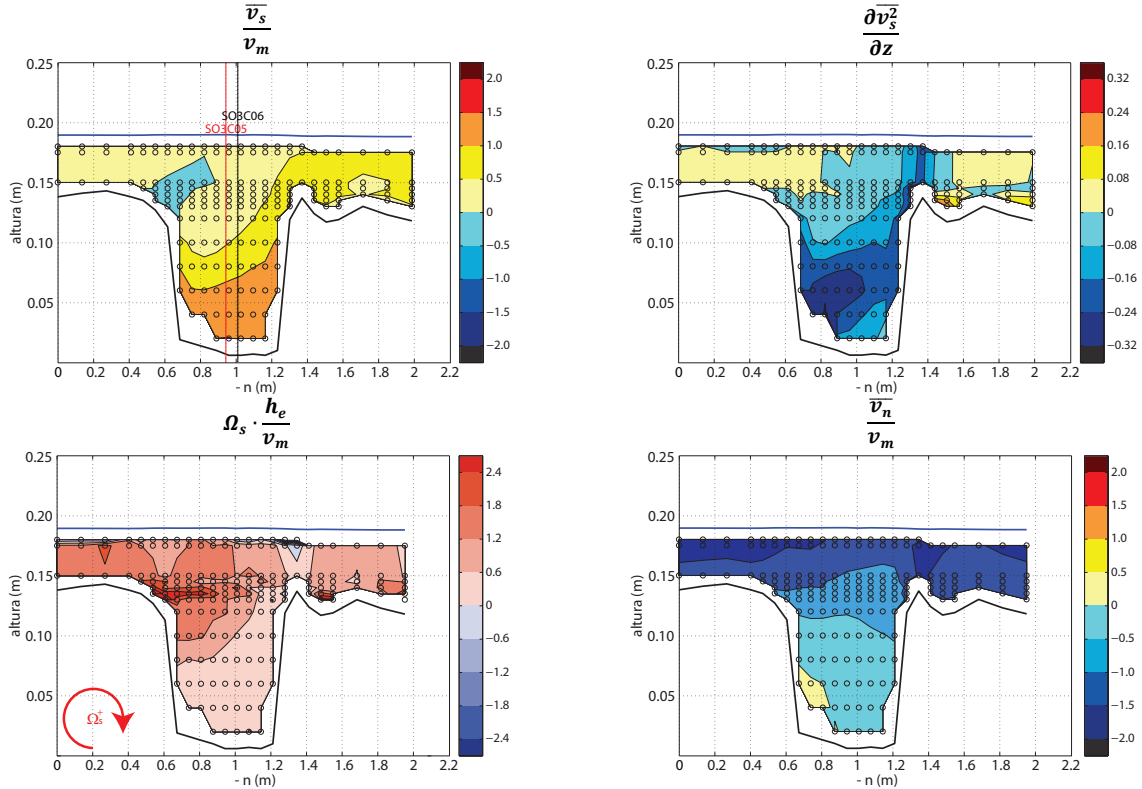
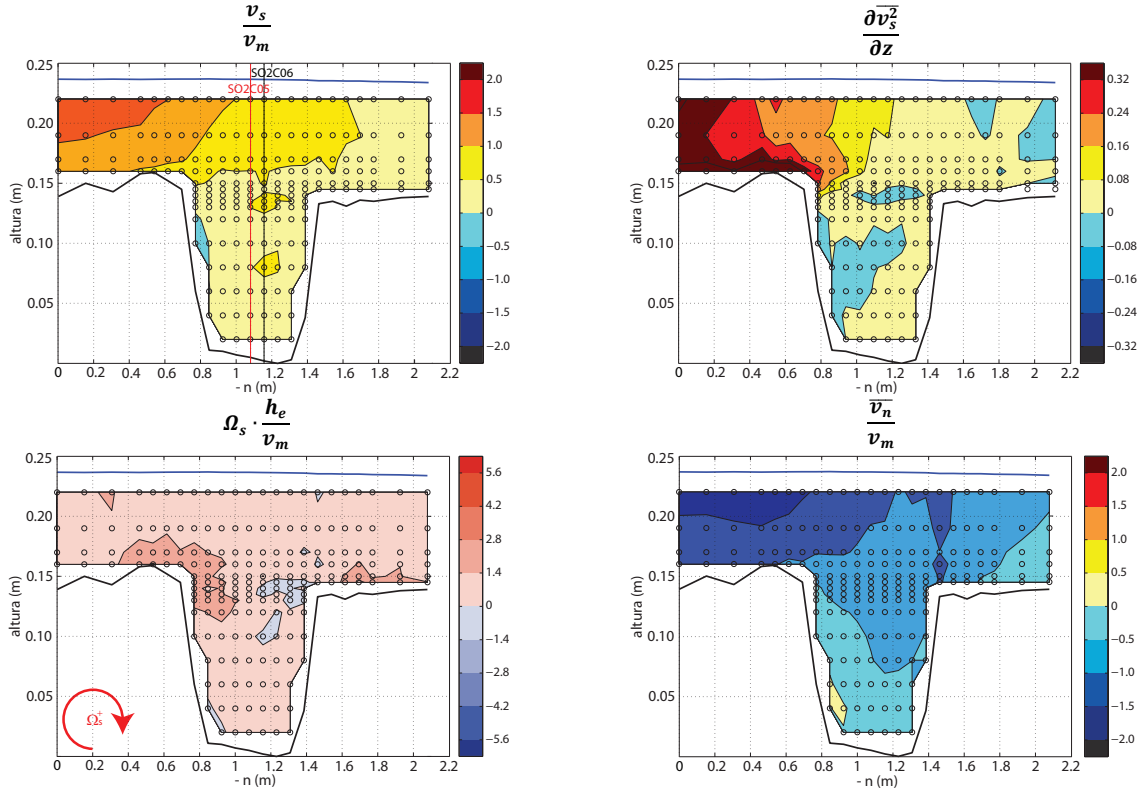


Figura 5.4. Velocidad longitudinal ( $v_s$ ),  $\frac{\partial \bar{v}_s^2}{\partial z}$ , vorticidad longitudinal ( $\Omega_s$ ) y velocidad transversal ( $v_n$ ) para  $Q=35$  L/s en las Secciones 2 (a) y 3 (b). En el mapa de  $v_s$  se señalan las posiciones S02C05, S02C06, S03C05 y S03C06, cuyo perfil de velocidades se analiza en la Figura 5.6.

(a)

SECCIÓN 2, Q=60 L/s



(b)

SECCIÓN 3, Q=60 L/s

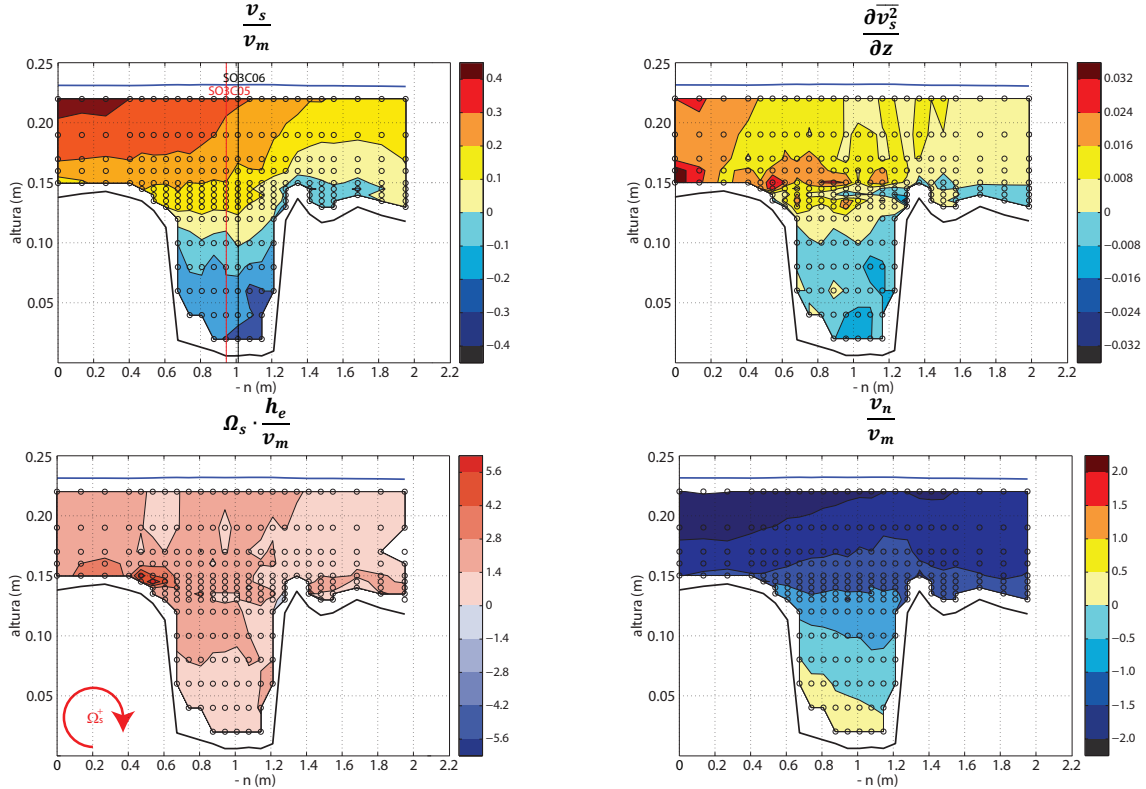


Figura 5.5. Velocidad longitudinal ( $v_s$ ),  $\frac{\partial v_s^2}{\partial z}$ , vorticidad longitudinal ( $\Omega_s$ ) y velocidad transversal ( $v_n$ ) para  $Q=60$  L/s en las Secciones 2 (a) y 3 (b). En el mapa de  $v_s$  se señalan las posiciones S02C05, S02C06, S03C05 Y S03C06, cuyo perfil de velocidades se analiza en la Figura 5.7.

positivo en esas mismas zonas. Las velocidades transversales son negativas y de signo contrario a  $\Omega_s$  en prácticamente toda la sección, lo que provoca también un patrón de vorticidad positivo, coherente con el calculado que se puede observar en la misma figura.

En la **Sección 3** el signo de  $\frac{\partial v_s^2}{\partial z}$  es diferente en el cauce (negativo en toda su profundidad) y las llanuras de inundación (positivo). Este patrón genera vorticidades negativas en el cauce y positivas en las llanuras, por lo que, después de comparar este mapa con el de  $\Omega_s$  podemos decir que en la primera de las zonas la fuerza centrífuga disipa el patrón de vorticidad existente, mientras que en las llanuras contribuye a su desarrollo. En cuanto a la velocidad transversal, de nuevo es negativa en toda el área, y de mayor magnitud que la de la Sección 2. Su signo es contrario al de  $\Omega_s$ , y por lo tanto la combinación de ambos parámetros contribuye al desarrollo de la vorticidad existente.

En la inundación de **alta sumergencia** los resultados para las **Secciones 2 y 3** son muy similares. En ambos casos el valor de  $\partial v_s / \partial z$  es positivo en la práctica totalidad del área y concuerda con la vorticidad positiva calculada. Los patrones de  $v_n$  son también muy parecidos: negativos y de signo contrario a  $\Omega_s$ , lo que indica que generan valores de vorticidad positiva. Por lo tanto, en este caso los dos patrones analizados parecen contribuir a las vorticidades calculadas, por lo que será necesario cuantificar la magnitud de cada uno de los subterminos asociados para determinar en qué medida cada uno de ellos condiciona el patrón de circulación transversal en las secciones de estudio. El hecho de que en la Sección 2 la velocidad longitudinal y la transversal tengan magnitudes parecidas, mientras que en la Sección 3  $v_n$  es claramente mayor sugiere que la influencia de la fuerza centrífuga en esta última será bastante limitada.

Se presentan a continuación los perfiles verticales de  $v_s$  para los dos caudales de inundación en el centro de las secciones de estudio (ver su localización en las Figura 5.4 y Figura 5.5). En ambos casos se observan en la Sección 1 valores homogéneos a lo largo de la vertical, con pequeñas fluctuaciones en torno a una cota de 130 mm, que es aproximadamente la altura del cauce. Se observa con claridad el contraflujo (velocidad longitudinal negativa) en la zona inferior de la Sección 2 en el caso de  $Q=60$  L/s. Cabe destacar que para los casos de inundación los perfiles contiguos que presentan mayores diferencias son los de la Sección 1, por lo que no es la geometría curva la que está condicionando el gradiente transversal de velocidad.

En el ensayo de **baja sumergencia** los perfiles de las Secciones 2 y 3 tienen comportamientos distintos: El patrón vertical de velocidad longitudinal en la Sección 2 presenta similitudes con el logarítmico: un gradiente elevado en la zona cercana al fondo y una pendiente prácticamente nula a partir del primer tercio de altura. En cambio, en la Sección 3 la magnitud de  $v_s$  se reduce drásticamente a partir de los 0.05 m sobre el fondo del modelo, debido a la reorientación del flujo hacia la dirección de la llanura, y esto es lo que provoca los valores negativos de su gradiente vertical de la Figura 5.5. Para  **$Q=60$  L/s** ambas secciones muestran un comportamiento similar:  $v_s$  está siempre por debajo de 0.1 m/s y aumenta desde el fondo hacia la superficie.

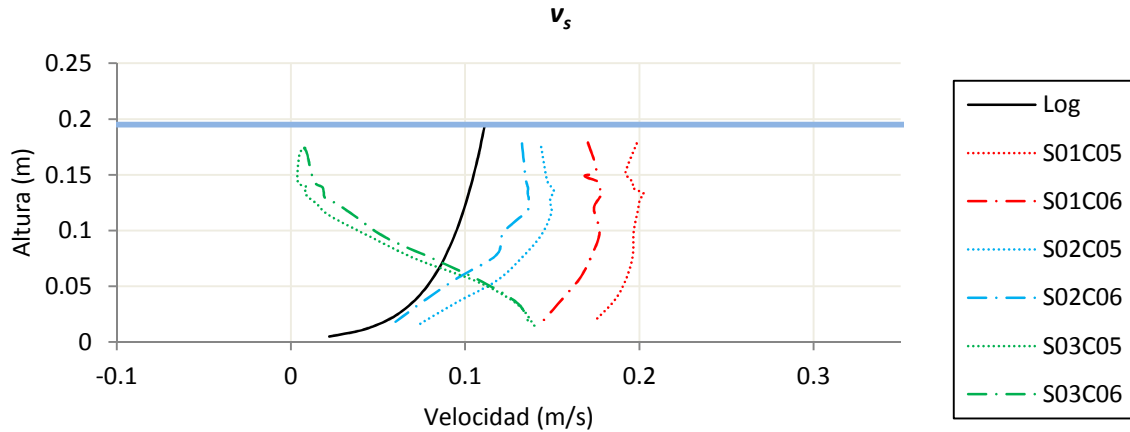


Figura 5.6. Perfiles verticales de velocidad longitudinal para los puntos centrales (C05 y C06) de las Secciones 1 (S01), 2 (S02) y 3 (S03) en el ensayo de baja sumergencia ( $Q=35$  L/s). Comparación con el perfil logarítmico teórico para tramo recto

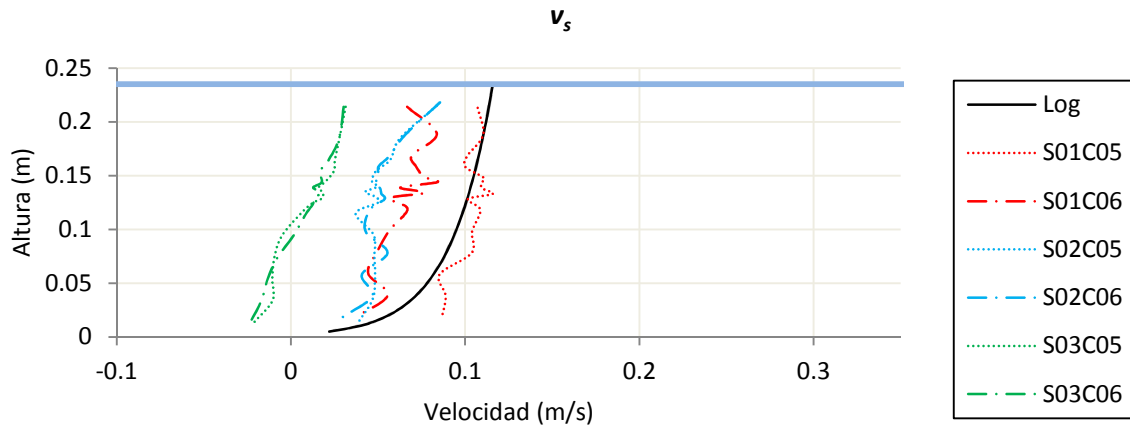


Figura 5.7. Perfiles verticales de velocidad longitudinal para los puntos centrales (C05 y C06) de las Secciones 1 (S01), 2 (S02) y 3 (S03) en el ensayo de alta sumergencia ( $Q=60$  L/s). Comparación con el perfil logarítmico teórico para tramo recto

Como resumen, podemos decir que para el caso de flujo simple, el patrón de las variables analizadas que más se asimila al de vorticidad longitudinal es el de  $\frac{\partial v_s^2}{\partial z}$ , por lo que se espera que la influencia de del subtérmino  $A_{31}$  sea elevada en ese caso. El escenario de inundación de baja sumergencia presenta un flujo de transición, donde se aprecian reorientaciones de la velocidad entre el cauce y la llanura y un comportamiento diferenciado de las Secciones 2 y 3. El aumento del caudal homogeneiza la hidrodinámica del tramo y reduce la magnitud e influencia de la velocidad en la dirección longitudinal del cauce principal. Por lo tanto, en el escenario de  $Q=60$  L/s la influencia relativa de fuerza centrífuga ( $A_{31}$ ) será menor. En el apartado siguiente se calculará su valor y el de  $A_{32}$  y se comprobará si su influencia relativa cumple con el patrón esperado.

### 5.2.2. Cálculo de los términos de geometría de la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal

A continuación se presentan los resultados del cálculo de los subtérminos  $A_{31}$  y  $A_{32}$  de la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal (ver Ecuaciones 5.1 y 5.2) para las distintas secciones y escenarios de ensayo. Los valores de los subtérminos se han adimensionalizado utilizando el calado equivalente y la velocidad



media asociados a cada caudal. Se incluye también la representación de la relación entre ambos, que permite identificar cuál de ellos tiene mayor influencia en la generación de vorticidad longitudinal en el tramo de estudio. Es necesario tener en cuenta que  $A_{31}$  y  $A_{32}$  resultan del cálculo de derivadas de segundo orden respecto a las direcciones transversal y vertical, por lo que la amplificación de errores que implican puede ser considerable. Se ha aplicado un suavizado espacial a los resultados para mitigar este efecto.

Los resultados del ensayo de flujo simple ( $Q=8$  L/s, ver Figura 5.8) confirman lo observado en el apartado 5.3: la fuerza centrífuga es el factor dominante en las dos secciones de estudio. El flujo se encuentra en este escenario claramente orientado según la dirección longitudinal del cauce, y la magnitud de la velocidad en esa dirección es mucho mayor que en la transversal. Por ello el subtérmino  $A_{32}$ , que depende de esta última, tiene una influencia hasta 10 veces menor que  $A_{31}$  en la generación de corrientes secundarias.

El análisis de los resultados de los dos ensayos de inundación (Figura 5.9 y Figura 5.10) es una buena muestra de la evolución de la hidrodinámica del tramo al variar la sección y/o el caudal de estudio. Para  **$Q=35$  L/s**, en la **Sección 2** el área por debajo del nivel del cauce se encuentra gobernada por la fuerza centrífuga, igual que en el caso de flujo simple. Sin embargo, en la franja superior del flujo se observan zonas donde la influencia de los dos subtérminos está más equilibrada, e incluso hay puntos en la zona de contacto entre cauce y llanura donde la fuerza centrífuga no es dominante. En la Sección 3 de ese mismo ensayo la división vertical es muy clara: En la capa inferior del flujo la magnitud de la vorticidad longitudinal generada por la fuerza centrífuga es, por lo menos, el doble de la inducida por el término  $A_{32}$ , mientras que en casi toda la franja superior ocurre el fenómeno contrario. La transición entre estas dos zonas es muy abrupta y se produce en el entorno de la altura del cauce. Por último, en el escenario de **inundación de alta sumergencia**, en la Sección 2 se observa una influencia importante del flujo en dirección transversal, mientras que la Sección 3 está completamente condicionada por él, dado que el agua fluye según la orientación principal de la llanura a lo largo de casi todo el calado.

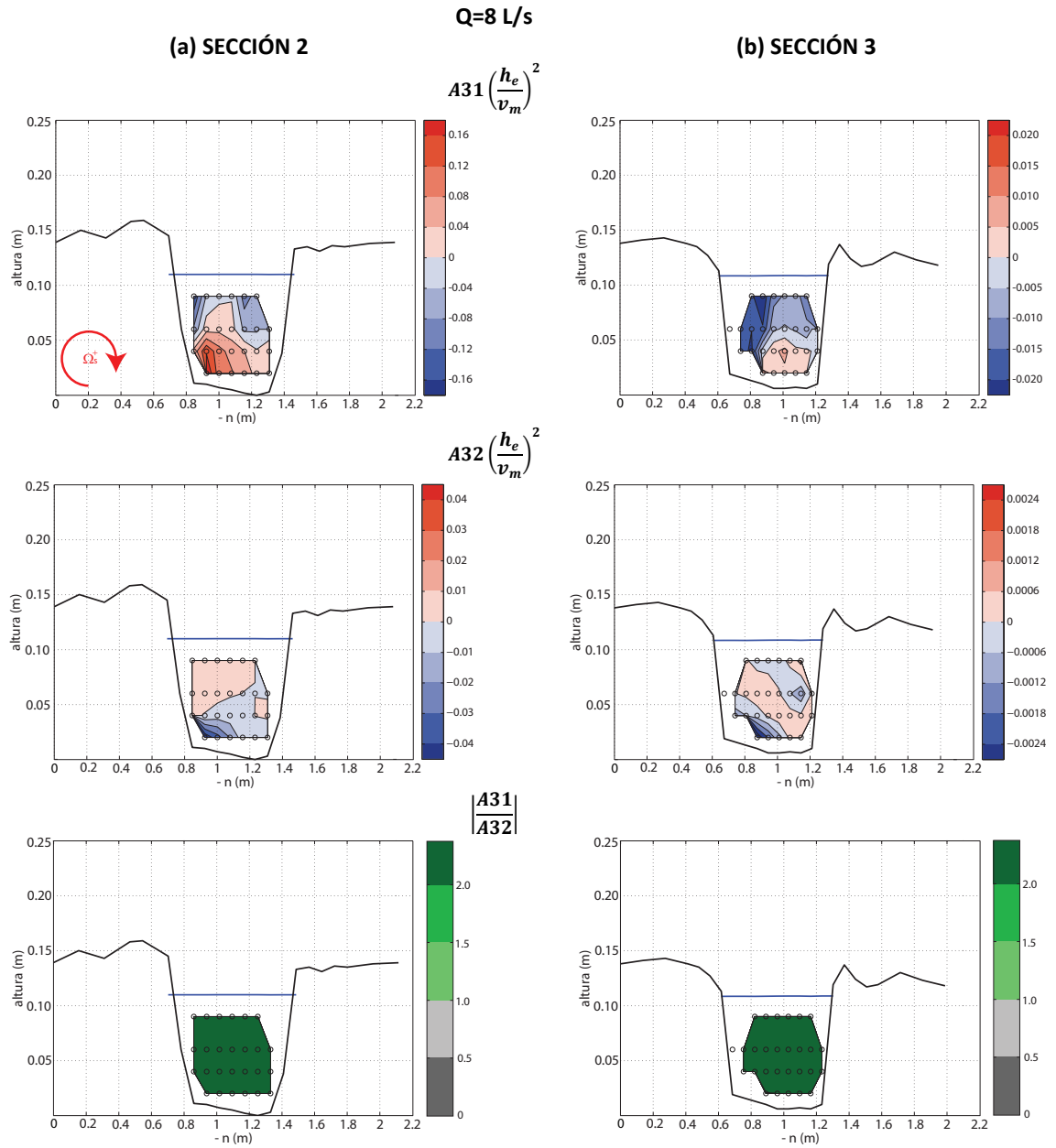


Figura 5.8. Subtérminos A31 y A32 de la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal adimensionalizados, y relación entre ambos para  $Q=8 \text{ L/s}$  en las Secciones 2 (a) y 3 (b).

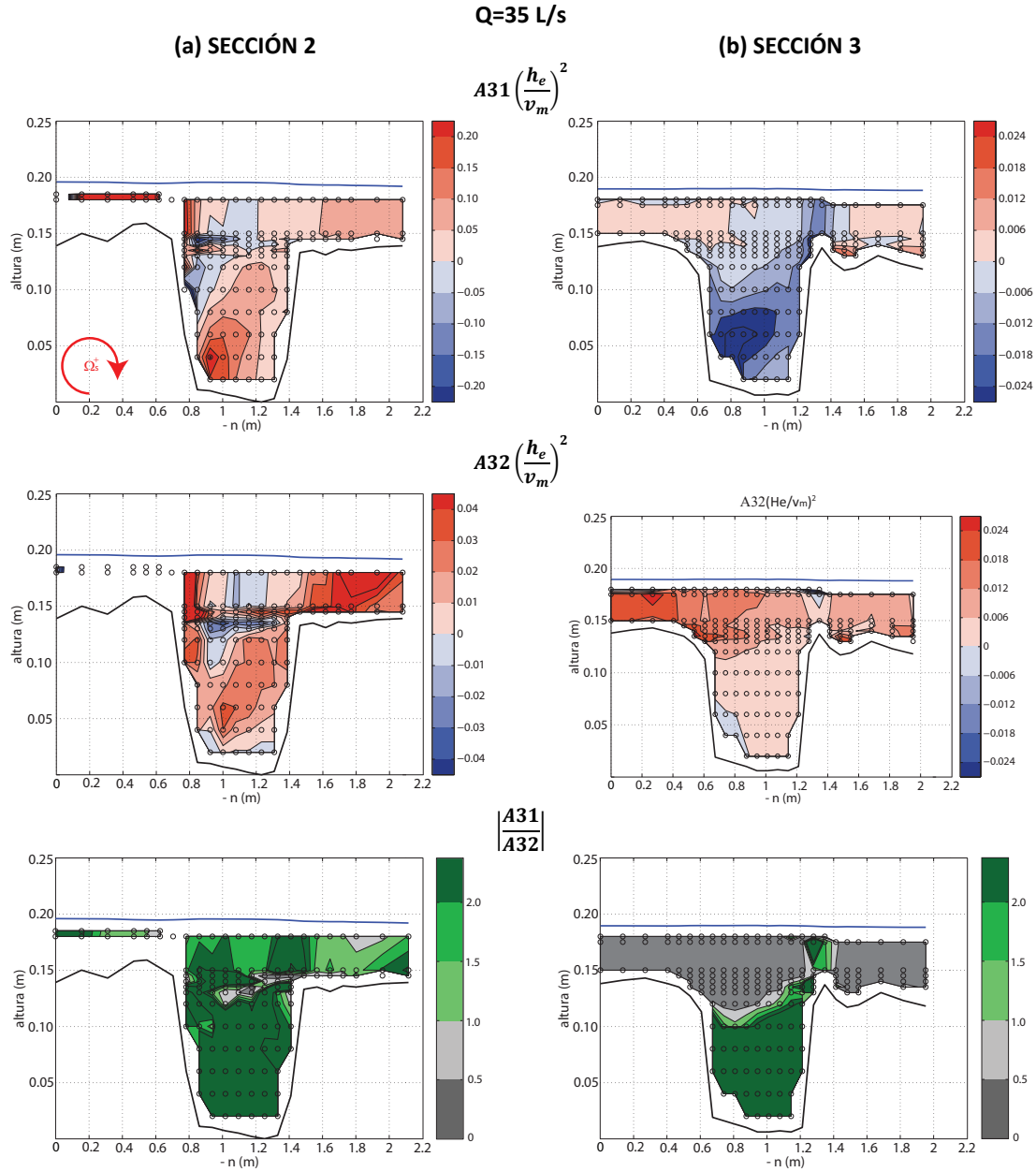


Figura 5.9. Subtérminos A31 y A32 de la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal adimensionalizados, y relación entre ambos para Q=35 L/s en las Secciones 2 (a) y 3 (b).

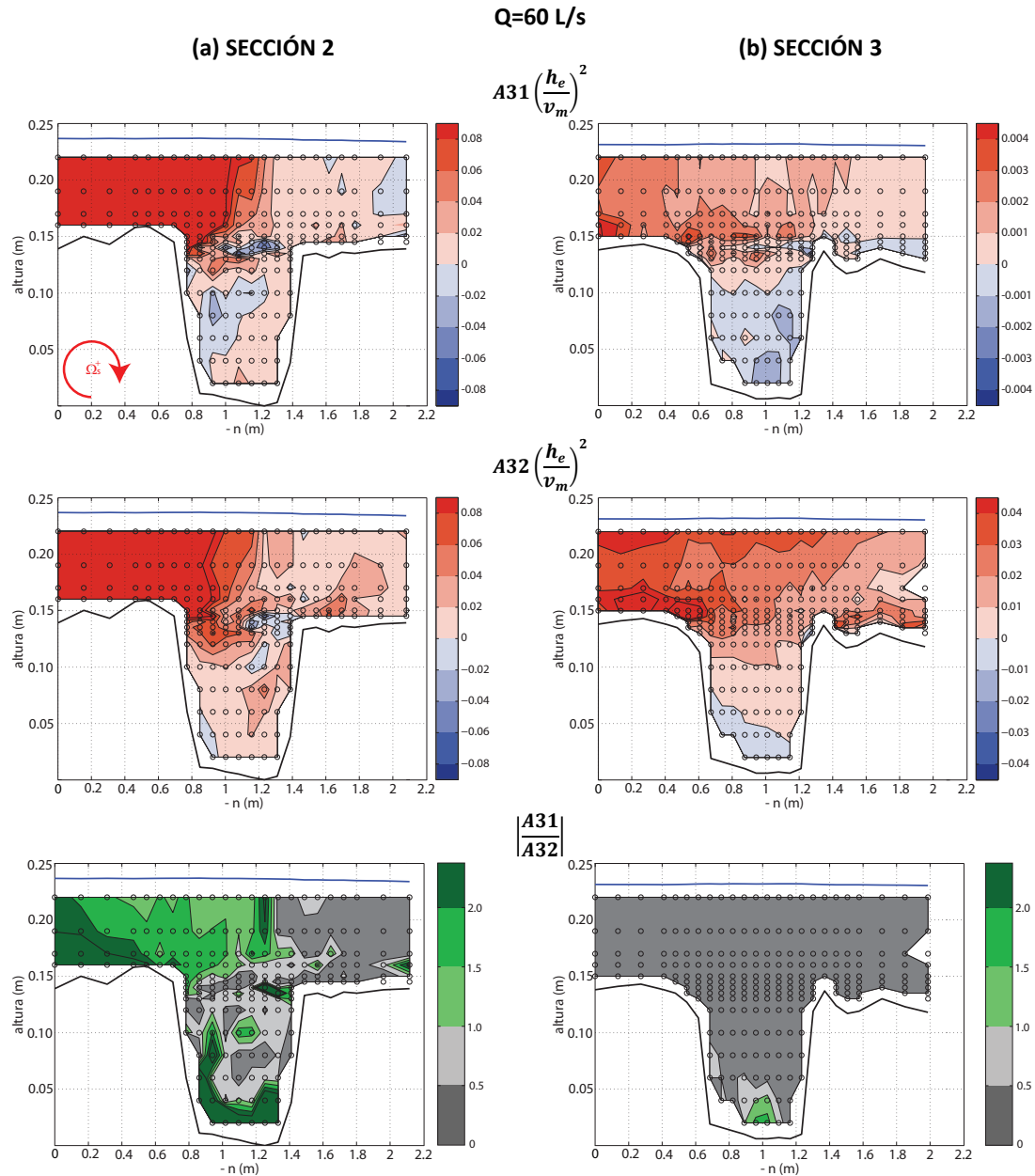


Figura 5.10. Subtérminos A31 y A32 de la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal adimensionalizados, y relación entre ambos para  $Q=60$  L/s en las Secciones 2 (a) y 3 (b).

Como conclusión de este apartado podemos afirmar que en el modelo del río Mero, debido a la orientación preferente de la llanura, el aumento de la sumergencia y/o del radio de curvatura mitigan la relevancia de la fuerza centrífuga (subtérmino A31 de la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal) e incrementan la de la velocidad transversal (subtérmino A32). Esto es equivalente a decir que reducen la influencia del cauce principal y acentúan la de la llanura. Los resultados para la Sección 3 en el escenario de baja sumergencia (Figura 5.9 b) son un buen ejemplo del equilibrio entre ambas, y sugieren que para su estudio pueda ser necesario un análisis separado de cada una de esas zonas.

### 5.3. Influencia de la turbulencia en la generación de corrientes secundarias en un meandro compuesto

Los términos A5 y A6 de la Ecuación 5.1 evalúan la influencia de la turbulencia en la evolución de las corrientes transversales en un canal. Globalmente, sus subterminos disipan la vorticidad, si bien en determinadas zonas del flujo pueden provocar la generación de la misma (*Blanckaert y de Vriend, 2004*). El primero de los ellos, referido a los procesos transversales, se desglosa para este estudio en dos subterminos (Ecuación 5.3). A51 evalúa la anisotropía de la turbulencia a través de los patrones de intensidad turbulenta en las dos direcciones de la sección transversal. Su existencia y magnitud están condicionadas por la presencia de fronteras como los bordes sólidos (fondo y paredes laterales de la sección, en este caso) o la superficie libre del agua. En el entorno de esos planos la velocidad perpendicular a ellos, y por lo tanto las fluctuaciones en esa misma dirección, se amortiguan hasta anularse. Además de estos condicionantes geométricos, es interesante analizar si existen otros factores, relacionados por ejemplo con la propia estructura del flujo, que coarten el desarrollo de intensidades turbulentas en alguna dirección, y por lo tanto favorezcan la anisotropía. El subtermino A52 cuantifica los gradientes vertical y transversal de las tensiones tangenciales en el plano de la sección, que indican las zonas de corte entre diferentes capas del flujo. En un sistema como éste, con varias capas de flujo diferenciadas, este término sirve para señalar las zonas donde existe una fricción entre ellas.

Por último, el segundo de los términos de turbulencia (A6, Ecuación 5.4) hace referencia a las tensiones tangenciales con dirección longitudinal y a su variación en ese eje. Como ya se ha comentado, no se dispone de resultados experimentales para evaluar ese gradiente, y se espera que su magnitud no sea relevante frente al resto de derivadas, por lo que se despreciará en este estudio.

$$\begin{aligned}
 A5 &= \frac{\partial^2}{\partial z \partial n} \left( \overline{v_n'^2} - \overline{v_z'^2} \right) + \frac{1}{1 + \frac{n}{R}} \frac{1}{R} \frac{\partial \overline{v_n'^2}}{\partial z} \\
 &+ \left\{ \frac{1}{1 + \frac{n}{R}} \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{1}{1 + \frac{n}{R}} \frac{\partial}{\partial n} \right) \right\} \left[ \left( 1 + \frac{n}{R} \right) \overline{v_n' v_z'} \right] \\
 A6 &= \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{1 + \frac{n}{R}} \frac{\partial \overline{v_s' v_n'}}{\partial s} \right) + \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{1}{1 + \frac{n}{R}} \frac{\partial \overline{v_s' v_z'}}{\partial s} \right)
 \end{aligned}
 \tag{5.3}$$

**A51: Anisotropía de la turbulencia en la sección transversal**  
**A52: Tensiones turbulentas en la sección transversal**  
**A6: Tensiones turbulentas en dirección longitudinal (no evaluables en este estudio)**

A continuación se analizarán las variables y subterminos del término A5 de la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal. La caracterización detallada de todos los parámetros relacionados con la turbulencia está recogida en el Capítulo 6 de esta tesis.

#### 5.3.1. Análisis de las variables que intervienen en los términos de estudio

En esta sección se analiza la diferencia entre las tensiones normales de Reynolds en las direcciones  $n$  y  $z$  ( $\overline{v_n'^2} - \overline{v_z'^2}$ ) y de las tensiones turbulentas en la sección transversal ( $\tau_{nz}$ ). El valor del primero de esos parámetros (Figura 5.11) determina la anisotropía de la turbulencia en el plano transversal y permite identificar direcciones preferentes para su desarrollo. Se espera que su distribución esté condicionada por las fronteras físicas que anulan la velocidad en la dirección perpendicular a ellas. Así, la anisotropía será máxima en el entorno de los bordes horizontales (fondo y superficie libre), donde  $v_z$  se aproxima a 0, y mínima cerca de los verticales (paredes del cauce y de la llanura), en las que se anula  $v_n$ . En la Sección 1 se observa esa tendencia para todos los escenarios, con valores mínimos en la margen derecha (limitada por la mota de protección), y también –en menor medida– en la 2. En ambas secciones aparecen máximos locales de la anisotropía cerca del fondo del cauce. Sin embargo, en la Sección 3 no se aprecian estos fenómenos: el factor de anisotropía no disminuye en los laterales, puesto que no existen fronteras sólidas en esa zona, y tampoco se observa un aumento de su valor cerca del fondo. Su patrón parece condicionado por factores distintos a los puramente morfológicos.

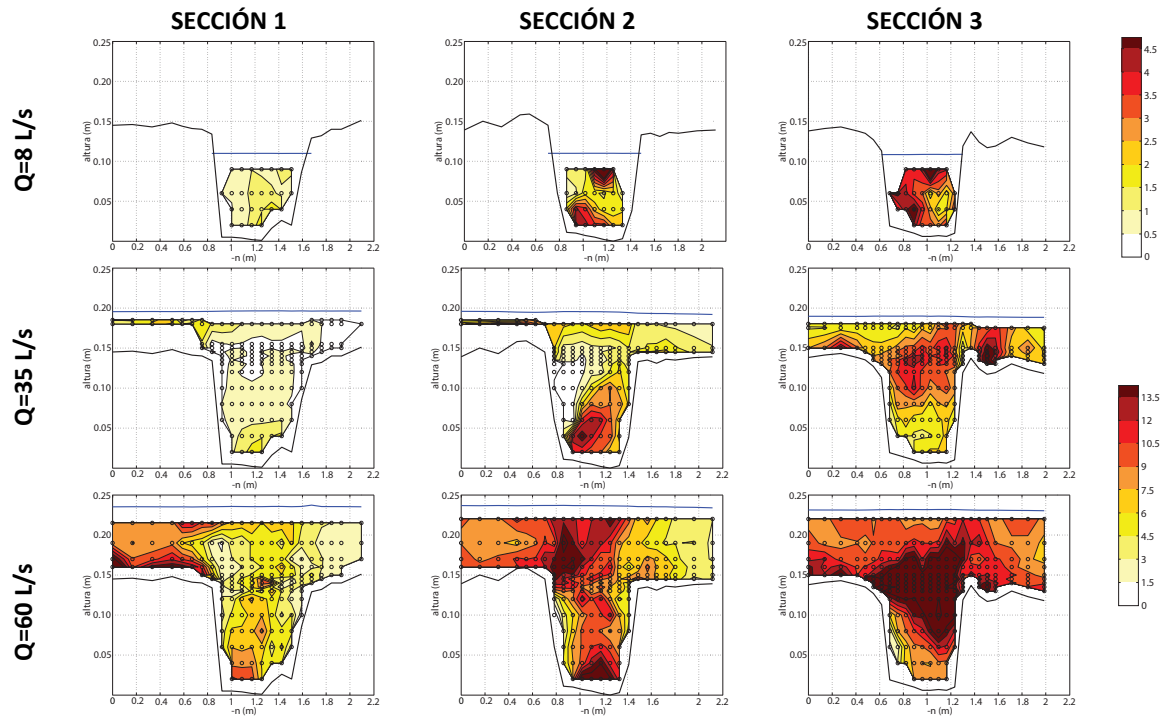


Figura 5.11. Factor de anisotropía transversal  $\frac{(v_n'^2 - v_z'^2)}{u^2}$  para las distintas secciones y escenarios de ensayo

Para  $Q=35 \text{ L/s}$  aparece un área de alta anisotropía en la zona inferior del flujo en la Sección 2, provocada por la alta circulación transversal, y otra en el contacto entre cauce y llanura de la Sección 3. En este último caso la interacción entre el flujo en la capa superior y la inferior genera una capa de cortadura cuya orientación transversal queda clara al observar estos resultados. La máxima anisotropía no se produce en la zona de velocidad transversal máxima (capa superior del flujo), sino en el contacto entre el cauce y la llanura.

El núcleo de alta anisotropía de la Sección 2 prácticamente desaparece para el caso de  $Q=60 \text{ L/s}$ , puesto que también lo hace la célula de corriente secundaria, reduciéndose a una franja de valores elevados cerca del fondo. Se observa un núcleo nuevo en la margen interna de la sección, coincidiendo con el vórtice longitudinal por la entrada de agua desde la llanura izquierda al cauce. La zona de alta anisotropía de la Sección 3 aparece en este caso expandida en vertical, ocupando dos tercios del calado total en la zona del cauce.

A continuación se comparan los resultados obtenidos para la Sección 2 en flujo simple con los presentados por *Blanckaert y de Vriend (2004)* en una posición equivalente (Figura 5.12). No se han encontrado en la literatura revisada más resultados de anisotropía de la turbulencia basados en estudios experimentales en canales curvos (*Tominaga et al., 1989*, por ejemplo, los presentan para flujo recto). Se aprecia la simetría de los resultados con respecto al ángulo bisector de las esquinas de la sección comentada por *Blanckaert y de Vriend (2004)* y que se asocia con el hecho de que el efecto de las paredes verticales (fondo y superficie del agua) y laterales es similar.

Dos diferencias principales destacan de la comparación: Los resultados del modelo del río Mero no presentan valores negativos del factor de anisotropía  $(v_n'^2 - v_z'^2)$  (es decir, la intensidad turbulenta transversal es siempre mayor que la vertical) y están un orden de magnitud por encima de los de *Blanckaert y de Vriend (2004)*. Estas diferencias entre ambos resultados pueden radicar en varios factores. En primer lugar, *Nezu y Nakayama (1998 y 1999)* demostraron que la disminución de velocidad por causa de la superficie libre depende del número de Froude. Para valores bajos de este parámetro adimensional la superficie del agua elimina casi por completo las fluctuaciones verticales de la velocidad. El número de Froude del ensayo de flujo simple del modelo del río Mero es muy bajo ( $Fr=0.12$ ) y tres veces menor que el del experimento con el que se compara. Por lo tanto las fluctuaciones verticales de la velocidad en el primero serán menores que en el segundo, y también mucho

menos significativas que las fluctuaciones transversales, lo que justifica el signo positivo del factor de anisotropía.

En cuanto a la diferencia en el orden de magnitud entre ambos resultados, puede estar relacionada con el valor de la velocidad de corte, que se utiliza para adimensionalizarlos. La  $u^*$  calculada por *Blanckaert y de Vriend* es 4 veces mayor que la obtenida en este estudio, lo cual es coherente con que la velocidad media en su ensayo sea tres veces mayor que la de éste. Al transformar los valores adimensionales en absolutos se observa que los máximos alcanzados por el factor de anisotropía en el trabajo de *Blanckaert y de Vriend (2004)* son aproximadamente el doble que los del modelo del río Mero. Esa diferencia se debe al hecho de que el canal usado por aquellos autores es considerado estrecho o de transición ( $B/H=3.6$ , *Bonakdari et al, 2008*) mientras que el del modelo del río Mero tiene un ratio  $B/H$  para este ensayo en torno a 6.3. Usando el mismo criterio puede decirse que se trata de un canal ancho, lo que provoca que los procesos transversales tengan menor relevancia, tanto en términos medios como instantáneos.

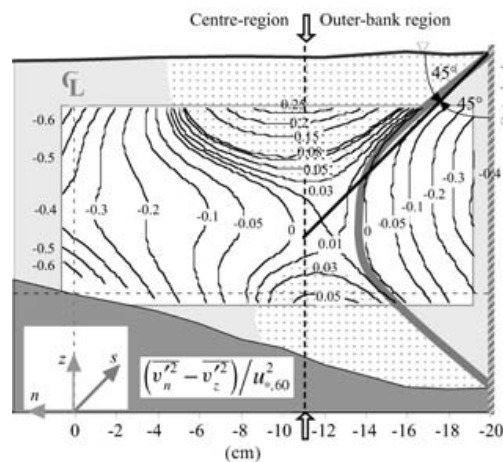


Figura 5.12. Factor de anisotropía transversal  $\left( \frac{v_n'^2 - v_z'^2}{u_{s,60}^2} \right)$  en un canal estrecho a  $60^\circ$  del inicio de la curva (*Blanckaert y de Vriend, 2004*)

La Figura 5.13 presenta los valores adimensionales de  $\tau_{nz}$  obtenidos en esta tesis. Su signo positivo y negativo se puede asociar con vórtices de sentido antihorario y horario, respectivamente. Los resultados para flujo simple son un buen ejemplo de esta correlación. En cuanto a los escenarios de inundación, aunque en el Capítulo 6 se analizará con más detalle la distribución de las tensiones tangenciales en las secciones de estudio, puede avanzarse que sus magnitudes máximas se localizan en las zonas de vorticidad elevada y en aquellas donde existe intercambio de masa entre el cauce y llanura. La existencia de estos núcleos de  $\tau_{nz}$  elevada provoca cambios en el signo de su gradiente, lo cual debería reflejarse en el patrón de distribución del subtermino A52.

En este caso pueden compararse los resultados obtenidos con los de *Blanckaert y de Vriend (2004, Figura 5.14)*. Estos autores no establecen una correlación entre el signo de las corrientes secundarias y el de la tensión tangencial en su plano. Identifican tres núcleos de  $\tau_{nz}$ : dos de signo negativo en las esquinas superiores de la sección y uno positivo en la esquina inferior interna. En el caso del modelo del río Mero sólo se llega a identificar una zona de magnitudes altas en la zona inferior interna, de signo contrario a la señalada por aquellos autores. En la franja superior del flujo se observan pequeñas áreas donde la tensión llega a cambiar de signo, pero dado que no existen registros a menos de 20 mm del fondo y 50 mm de las paredes laterales, aproximadamente, no se puede confirmar la existencia de núcleos de tensión tangencial elevada. En cuanto a la diferencia en el signo de la tensión, no se ha encontrado una explicación que la justifique. Sin embargo, en el Capítulo 6 se comprueba la coherencia de la distribución y signo de las tensiones tangenciales calculadas en este estudio con las presentadas por otros autores como *Shiono y Muto (1998)*.

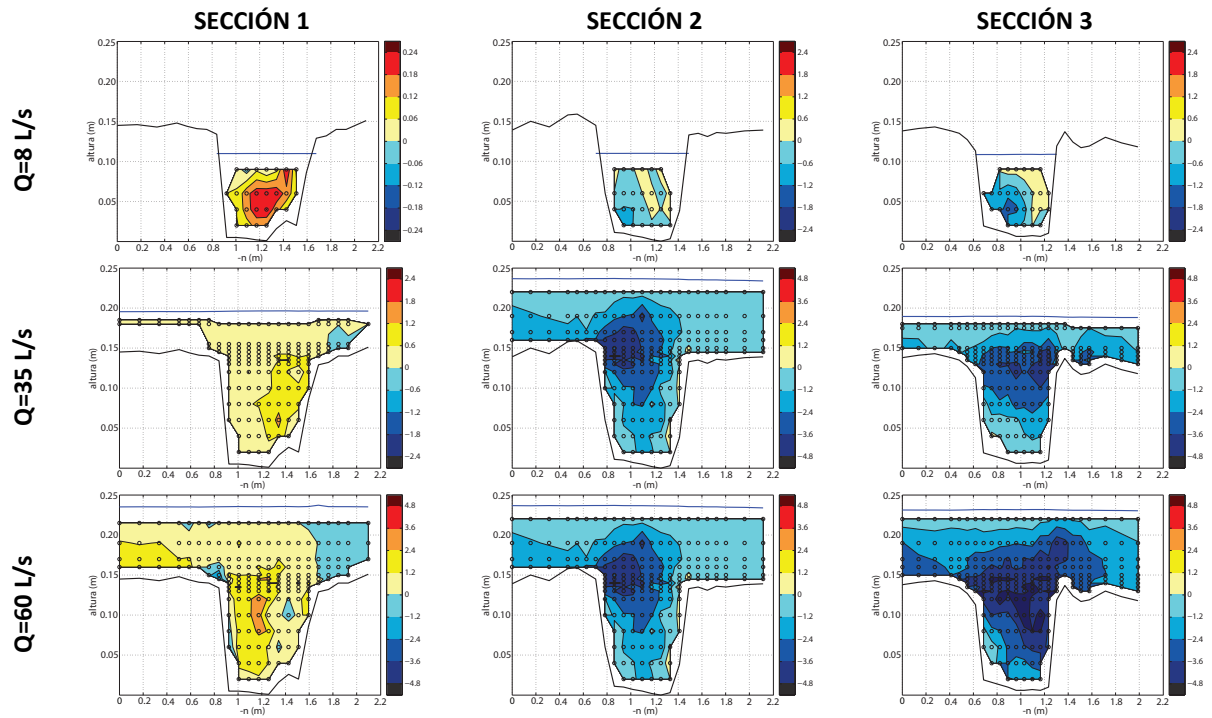


Figura 5.13. Tensión de Reynolds  $\tau_{nz}/(\rho u^2)$  en las tres secciones de estudio para  $Q=8$  L/s,  $Q=35$  L/s y  $Q=60$  L/s

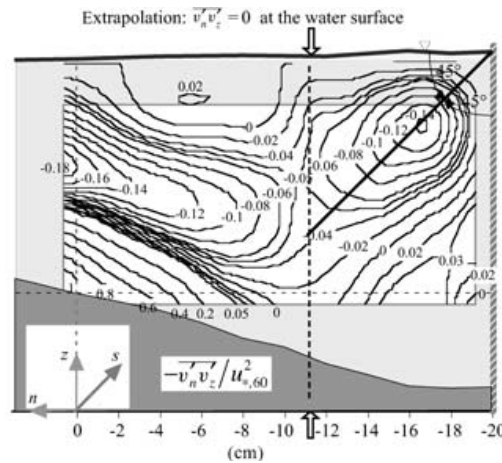


Figura 5.14. Tensión de Reynolds  $\tau_{nz}/(\rho u^2)$  en un canal estrecho a  $60^\circ$  del inicio de la curva (Blanckaert y de Vriend, 2004)

Como conclusión del análisis realizado en este apartado podemos decir que la anisotropía de la turbulencia no sólo está limitada por las fronteras sólidas del flujo, sino que su propia estructura puede condicionarla a través de la existencia de capas de corte, por ejemplo. Se ha observado que el aumento de sumergencia mitiga la anisotropía debida a las corrientes secundarias en la zona de cauce y hace más relevantes la causada por el flujo en llanura. El efecto de las tensiones turbulentas transversales es muy similar: su magnitud aumenta significativamente en los escenarios de inundación y se concentra en los planos de fricción entre el cauce y la llanura, quedando la influencia de las corrientes secundarias prácticamente neutralizada. En el siguiente apartado se calculan, a partir de las variables comentadas, los subterminos  $A51$  y  $A52$  de la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal.



### 5.3.2. Cálculo de los términos de turbulencia de la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal

A continuación se presenta el valor de los términos  $A51$  y  $A52$  de la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal para los diferentes escenarios y secciones de ensayo. El primero de ellos, que hace referencia a la anisotropía de la turbulencia (Figura 5.15) presenta una magnitud menor en el ensayo de  $Q=8$  L/s, lo cual refuerza la idea de que no solamente los bordes sólidos condicionan el desarrollo espacial de la turbulencia. En cuanto a los escenarios de **inundación**, no se aprecian grandes diferencias entre los resultados en las tres secciones de ensayo, especialmente para el caudal de alta sumergencia. La característica más relevante en este caso es la aparición de pequeños núcleos donde  $A51$  toma valores elevados a lo largo de la zona de contacto entre el cauce y la llanura, tanto de signo positivo como negativo. Este patrón es coherente con la existencia de pequeños vórtices en esa área.

Los valores de  $A52$  (Figura 5.16) presentan, en el caso de **flujo simple**, una distribución similar a la de la tensión tangencial que los genera ( $\tau_{nz}$ , ver Figura 5.13). En los escenarios de **inundación** se observan valores máximos y mínimos del término en la zona de contacto entre cauce y llanura. Fuera de esa zona no es posible establecer un patrón de distribución de este factor: su magnitud es bastante homogénea a lo largo del resto de las secciones y se alcanzan valores de ambos signos.

La relevancia relativa de estos subterminos puede analizarse a través de la Figura 5.17. En el ensayo de flujo simple la influencia de las tensiones tangenciales transversales en la generación de vorticidad es, en casi todas las secciones, más del doble que la de la anisotropía de la turbulencia. Esta relación disminuye e incluso se invierte en algunos casos cerca de la superficie (Sección 2) o de las paredes laterales (Sección 3), lo que indica una mayor relevancia de la anisotropía en esas áreas por el efecto de los contornos ya mencionado.

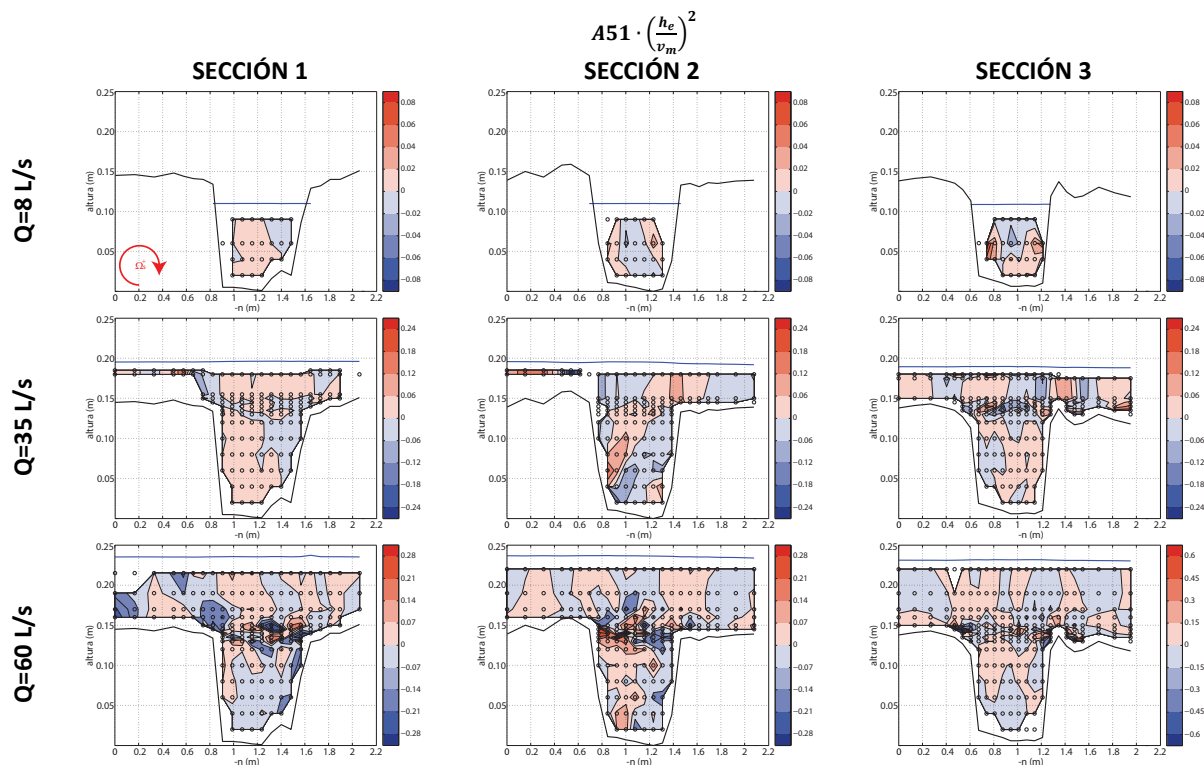
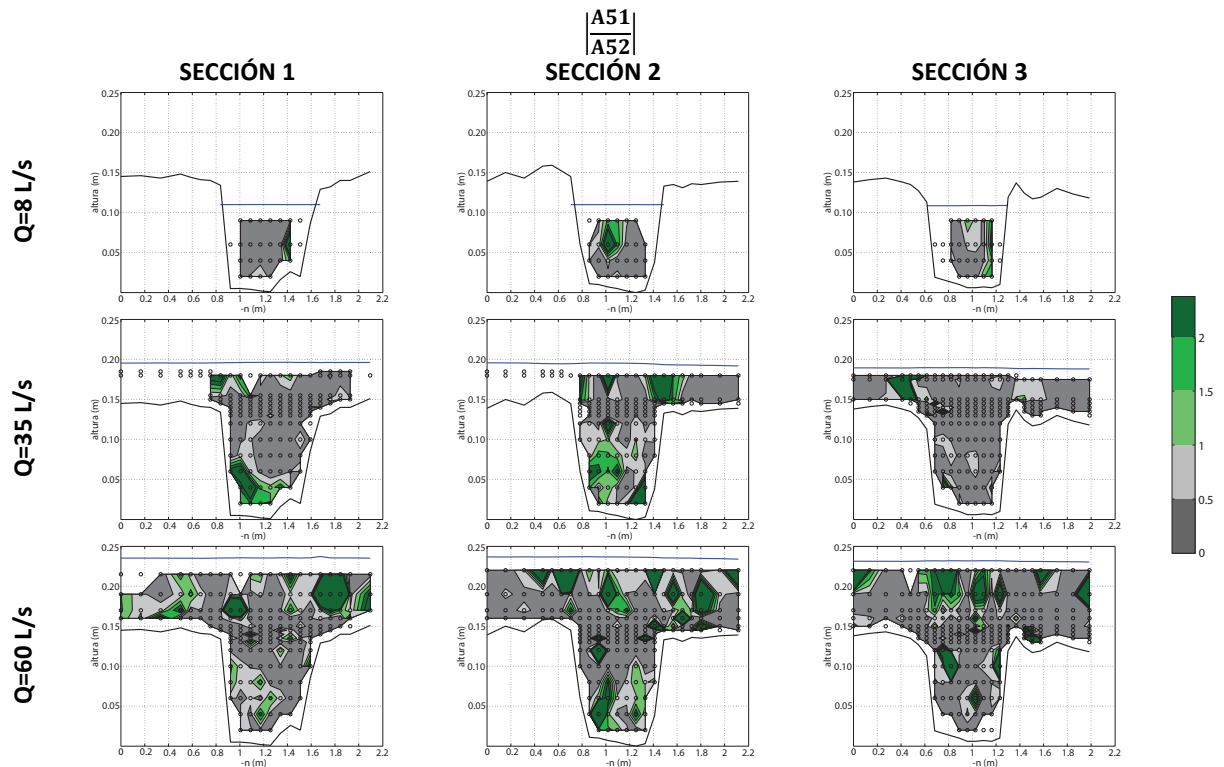
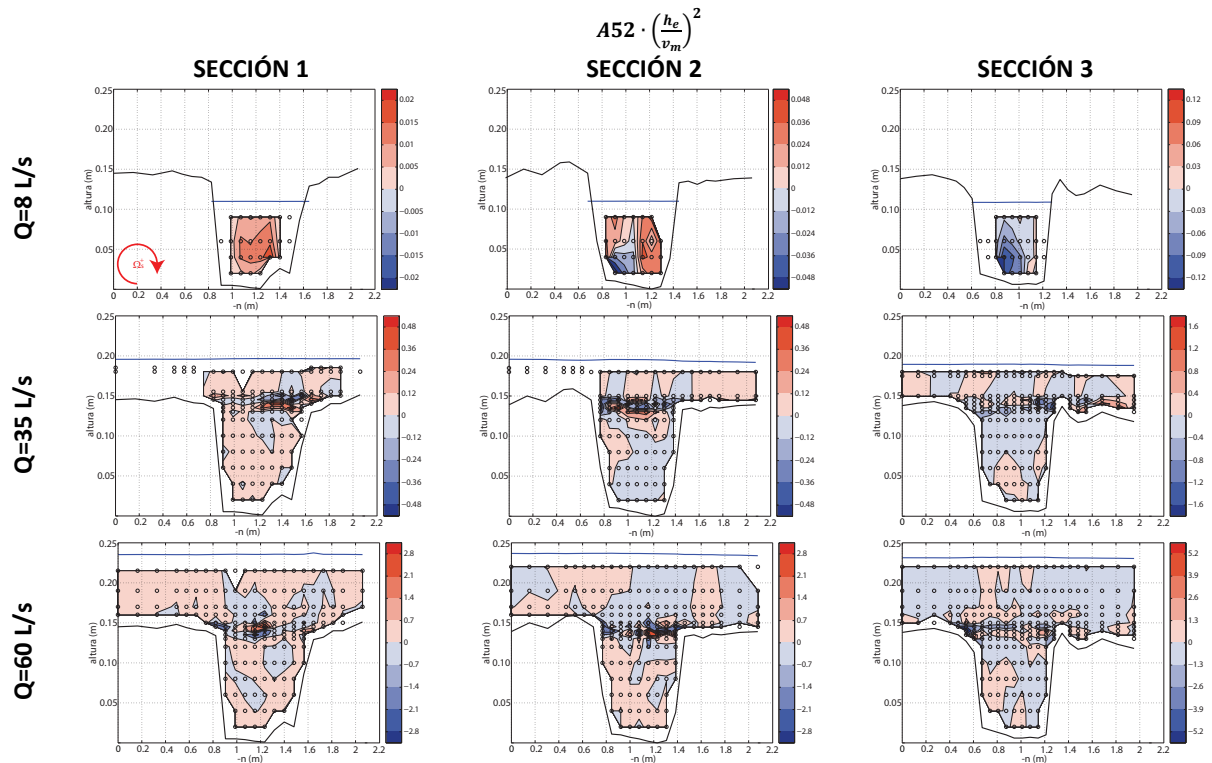


Figura 5.15. Subtérmino de anisotropía de la turbulencia ( $A51$ ) en las tres secciones de estudio para  $Q=8$  L/s,  $Q=35$  L/s y  $Q=60$  L/s



En los escenarios de inundación el factor más importante es también, en general, el patrón de tensiones tangenciales turbulentas, aunque se observan núcleos donde el término referente a la anisotropía de la turbulencia adquiere mayor relevancia. Su localización no sigue aparentemente un patrón espacial relacionado

con los procesos hidrodinámicos identificados hasta el momento. Al contrario que en el caso de la influencia de la curvatura, no se ha observado que la definición del subtermino de turbulencia dominante esté segregada en vertical (diferenciación cauce-llanura).

Por lo tanto, puede decirse que en general el subtermino referido a las tensiones tangenciales tiene mayor peso que la anisotropía en la generación de vorticidad longitudinal. Sin embargo, el análisis de este último resulta de mucho interés: define direcciones preferentes del flujo y lo condiciona, ejerciendo en ocasiones sobre él un efecto similar al de las paredes o la superficie libre. Además, la anisotropía de la turbulencia puede estar relacionada con la existencia de estructuras coherentes en el seno del mismo (Mera et al., 2012).

#### 5.4. Origen de las corrientes secundarias para distintas posiciones y condiciones de sumergencia

Blanckaert y de Vriend (2004) analizaron la generación de vorticidad longitudinal en una curva a través de los valores del término advectivo ( $A1$ ) y los subterminos de fuerza centrífuga ( $A31$ ), anisotropía de la turbulencia ( $A51$ ) y tensiones tangenciales de Reynolds ( $A52$ ) para una sección a  $60^\circ$  de su inicio en un escenario de flujo simple. En esta tesis se ha variado ligeramente la estructura de la presentación de resultados: en primer lugar, no se presentan los valores del término advectivo, puesto que no es el objeto de este estudio determinar la redistribución de la vorticidad en la sección sino los procesos que la generan y la disipan.

En segundo lugar, en lo referente a la influencia de la curvatura, se proporciona el valor del término  $A3$ , que incluye el efecto de la curvatura y de las corrientes transversales. En el estudio de Blanckaert y de Vriend (2004) la influencia de estas últimas es despreciable frente a la curvatura, puesto que sólo fue analizado un caso de flujo simple. Sin embargo, en el apartado 5.3.2 de este documento se ha comprobado que en escenarios de inundación la circulación transversal, cuantificada a través del subtermino  $A32$ , adquiere gran relevancia, por lo que su efecto debe ser tenido en cuenta.

En todas las figuras la generación o disipación de vorticidad se ha representado a través del sombreado. En las zonas en las que el parámetro en cuestión contribuye al patrón de vorticidad existente se ha utilizado la escala de colores empleada hasta el momento, mientras que en aquellas donde su signo es contrario al de  $\Omega$ , se presentan los resultados con un relleno de trazos.

Para el caso de **flujo simple** (Figura 5.18), la vorticidad en la Sección 1 es muy baja, y resulta complicado relacionarla con otros fenómenos del flujo. Ninguno de los subterminos de turbulencia parece estar provocando el patrón de corrientes secundarias calculado, puesto que sus signos son opuestos en casi toda la sección. Es probable que las corrientes secundarias existentes en esta sección sean resultados del transporte de las generadas por la curva previa de radio amplio, por lo que para su análisis sería necesario estudiar las características de aquélla. En la Sección 2 el subtermino de mayor magnitud es el de curvatura, y su patrón espacial es muy similar al de vorticidad longitudinal. Esto sugiere que el patrón de corrientes secundarias está gobernado por la geometría en planta del canal (y en concreto por la fuerza centrífuga, tal y como se observó en el apartado 5.2.2), lo cual tiene sentido puesto que esta sección se encuentra aproximadamente en el vértice de la primera curva del meandro. Por último en la Sección 3, de nuevo el patrón espacial de vorticidad longitudinal coincide con el del subtermino de curvatura, si bien la magnitud de este último es mucho menor que en la Sección 2. Los subterminos más significativos en este caso son los de turbulencia, y en particular el dominante ( $A52$ ) es principalmente disipativo. Igual que en el caso de la Sección 1, una justificación a este hecho puede encontrarse en el transporte de vorticidad desde la curva hasta esta sección.

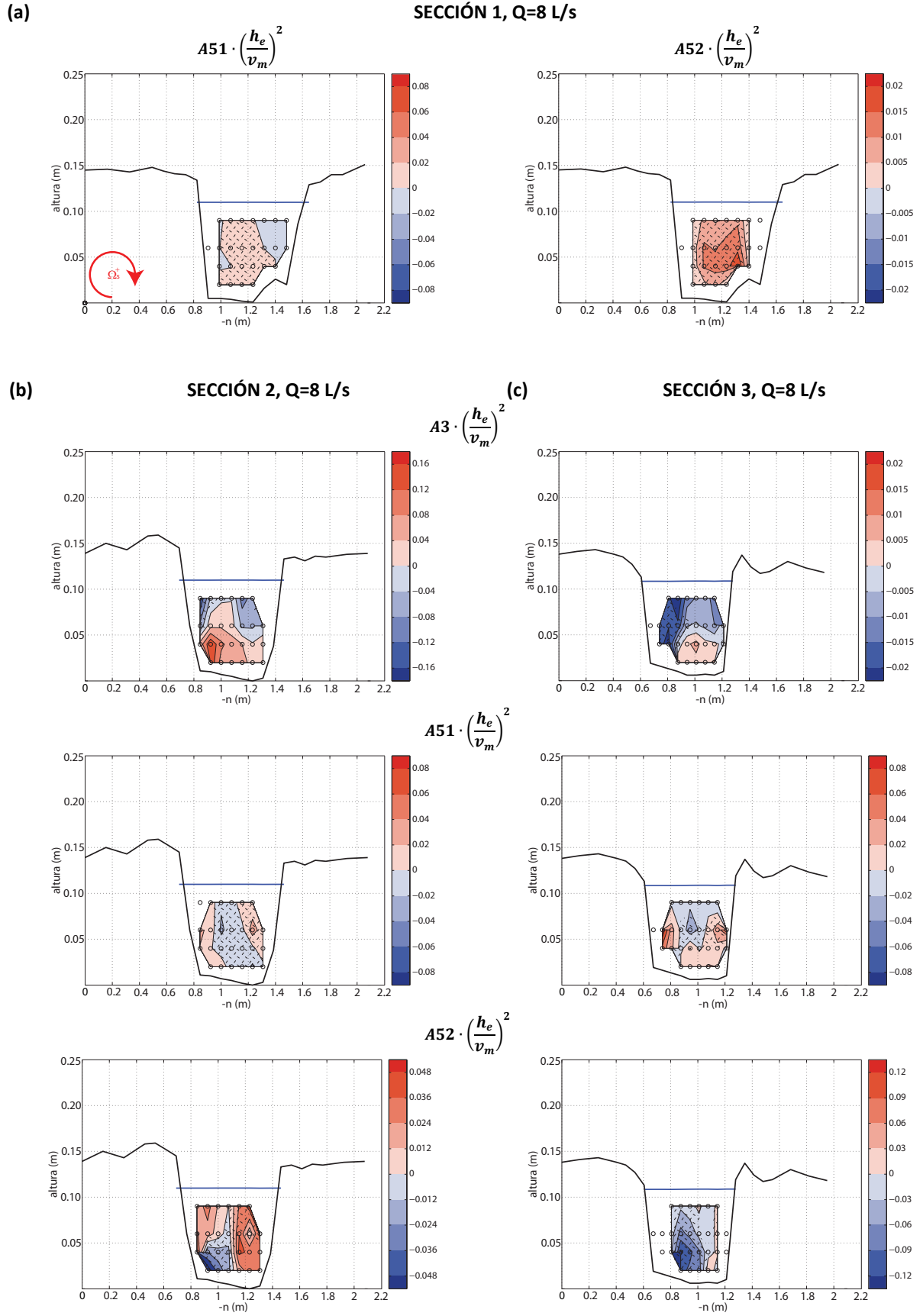


Figura 5.18. Término de curvatura ( $A3$ ) y los subterminos de anisotropía de la turbulencia ( $A51$ ) y tensiones tangenciales transversales ( $A52$ ) de la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal para  $Q=8$  L/s en las Secciones 1 (a), 2 (b) y 3 (c). Se han rellenado con trazos las zonas en las que el factor se opone a la vorticidad existente

En cuanto a los **caudales de inundación**, en la **Sección 1** la situación es similar a la del caso de flujo simple: Los valores de  $A51$  y  $A52$  tienen signo contrario a la vorticidad. En el escenario de baja sumergencia su orden de magnitud es similar, mientras que para  $Q=60$  L/s el subtérmino de tensiones adquiere una relevancia mucho mayor. En todos los casos se observan, igual que en los mapas de  $\Omega$ , pequeños núcleos de vorticidad alta y cambios de signo en el entorno del contacto entre el cauce y la llanura.

Para el **caudal  $Q=35$  L/s** (Figura 5.19), en la **Sección 2** los tres términos de generación de vorticidad presentados tienen el mismo orden de magnitud. Es interesante analizar dónde toma valores máximos cada uno de ellos. En el caso del término  $A3$ , relacionado con la curvatura, éstos se localizan en la parte inferior del cauce, lo que indica que la hidrodinámica en esa zona todavía está afectada por la curvatura, como si de un flujo simple se tratase. En lo que se refiere a la turbulencia, el subtérmino más significativo es el  $A52$ , y su magnitud máxima está claramente confinada a la zona de contacto horizontal entre cauce y llanura. En el resto de la sección su relevancia es homogénea y mucho menor. En cuanto a la generación/disipación de vorticidad, el patrón es muy claro: el término  $A3$  contribuye al patrón de  $\Omega$  en toda la sección, mientras que  $A52$  lo hace en una zona significativa de su franja superior. Por lo tanto, la segregación vertical del flujo y sus condicionantes vuelve a quedar patente.

También ocurre en la **Sección 3**, donde el término  $A3$  pierde relevancia al aumentar el radio de curvatura, y su efecto está claramente diferenciado entre la zonas superior e inferior del flujo (generación y disipación de vorticidad longitudinal, respectivamente). En esta sección los patrones de subtérminos turbulentos no presentan una tendencia clara, pero el aumento del valor de  $A52$  refleja la relevancia de las tensiones tangenciales en este escenario.

En la inundación de **alta sumergencia** destaca, en todas las secciones, el aumento de  $A52$ , cuyos valores máximos se localizan en el contacto entre el cauce y la llanura y alcanzan, en todas las secciones, un orden de magnitud más que el resto de los subtérminos. El término de curvatura, aunque menos relevante, contribuye al desarrollo del patrón de vorticidad longitudinal existente prácticamente en toda el área de las Secciones 2 y 3. Sin embargo, en el caso de los términos de turbulencia no se identifica un patrón claro de generación/disipación de corrientes secundarias.

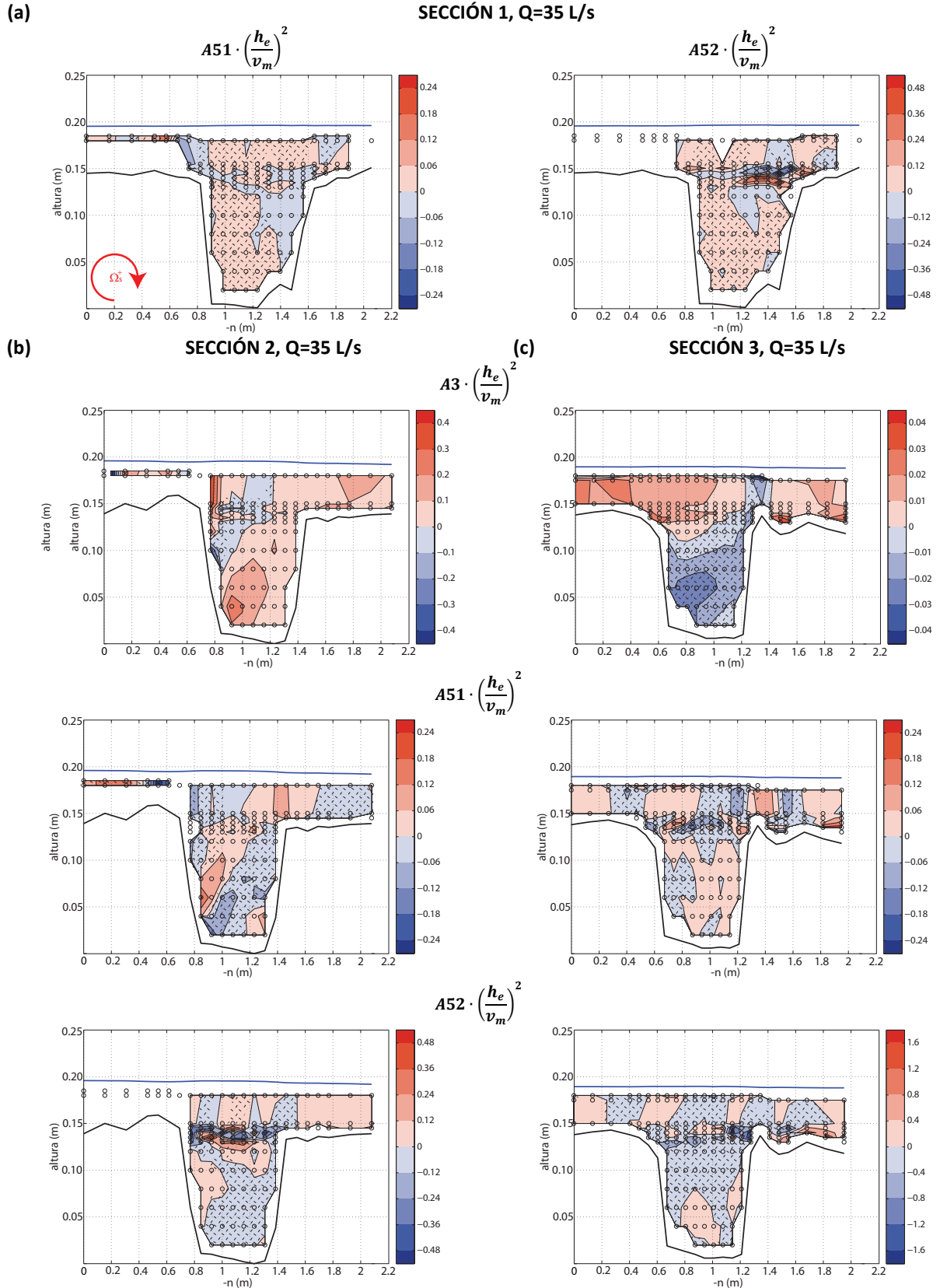


Figura 5.19. Término de curvatura (A3) y los subterminos de anisotropía de la turbulencia (A51) y tensiones tangenciales transversales (A52) de la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal para Q=35 L/s en las Secciones 1 (a), 2 (b) y 3 (c). Se han rellenado con trazos las zonas en las que el factor se opone a la vorticidad existente

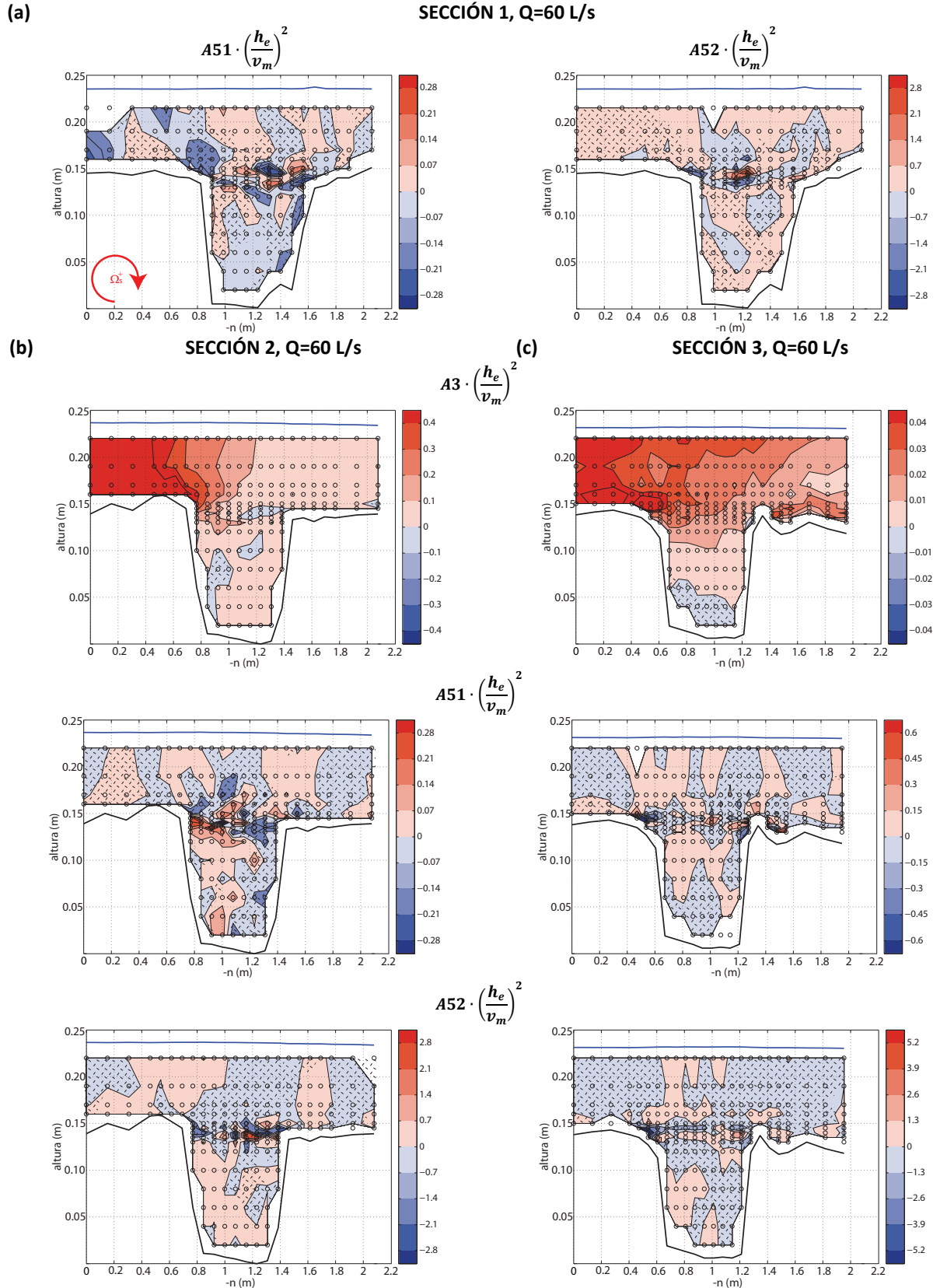


Figura 5.20. Término de curvatura (A3) y los subterminos de anisotropía de la turbulencia (A51) y tensiones tangenciales transversales (A52) de la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal para Q=60 L/s en las Secciones 1 (a), 2 (b) y 3 (c). Se han rellenado con trazos las zonas en las que el factor se opone a la vorticidad existente



La Figura 5.21 compara los resultados de flujo simple para la Sección 2 con los obtenidos por *Blanckaert y de Vriend (2004)* para la zona externa de una sección similar. Las zonas con signo opuesto a la vorticidad longitudinal calculada están representadas por un relleno de trazos en ambos casos, mientras que en los resultados de aquellos autores, las de igual signo están sombreadas en gris. El orden de magnitud de los subterminos calculados por ellos es similar al de los de este estudio. Se observan diferencias en los valores extremos, especialmente en el caso de A52.

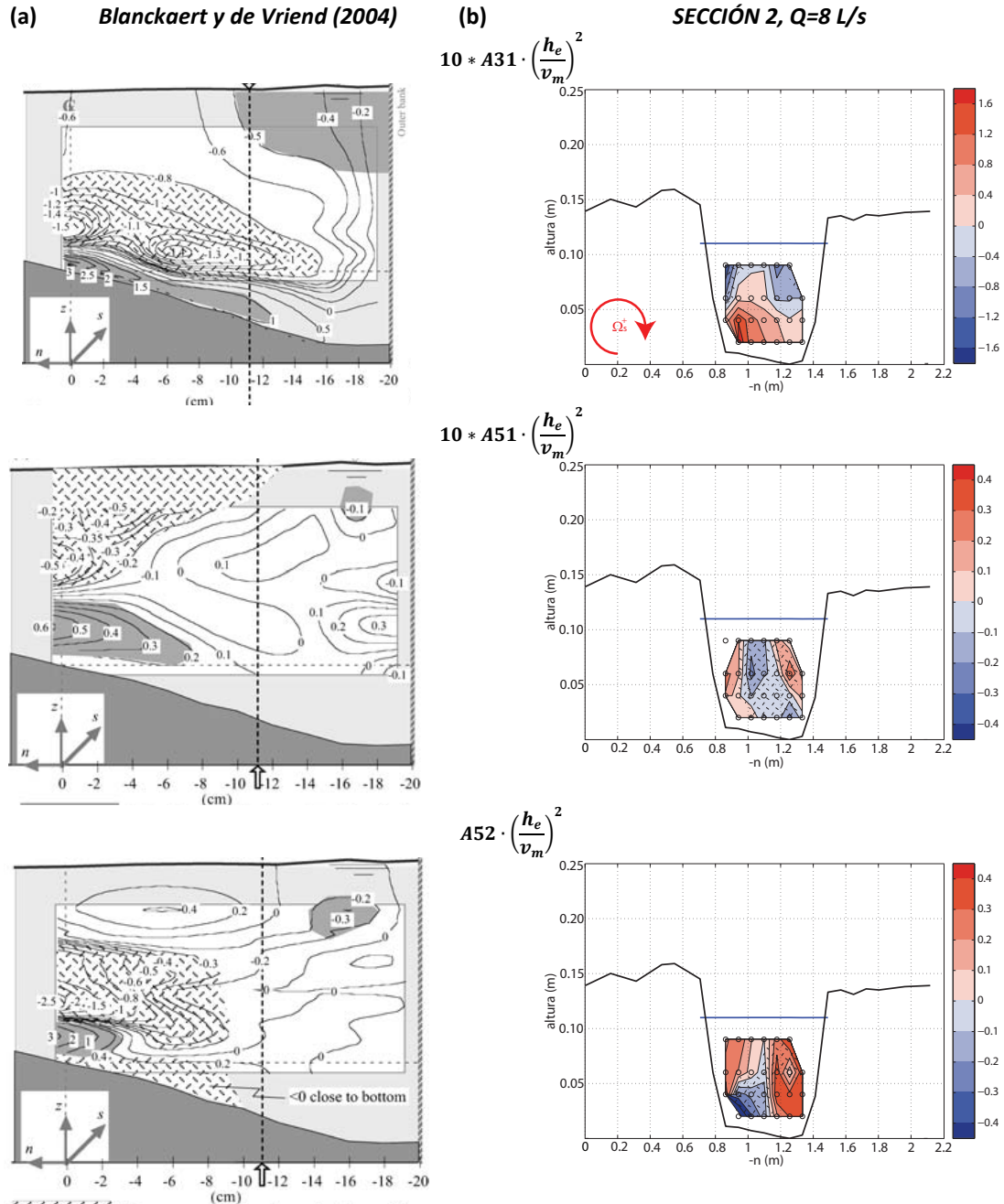


Figura 5.21. Comparación de los términos de fuerza centrífuga (A31) y los subterminos de anisotropía de la turbulencia (A51) y tensiones tangenciales transversales (A52) de la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal en el modelo del Mero con los calculados por *Blanckaert y de Vriend (2004)*. En todas las gráficas las zonas rellenas con trazos se oponen a la vorticidad calculada, mientras que en los resultados de aquellos autores, las sombreadas en gris la refuerzan



El término de fuerza centrífuga presenta en ambos casos dos células: una de signo positivo cerca de la margen inferior interna de la sección y una negativa de menor intensidad. Esta última se limita a la franja superior del flujo en los resultados del Mero, mientras que en los de *Blanckaert y de Vriend (2004)* se extiende casi hasta el fondo. Estas diferencias provocan que los patrones de contribución a la vorticidad longitudinal no coincidan, puesto que en los de aquellos autores se observa, cerca del fondo y ocupando la franja central de la sección, un núcleo en el que A31 disipa el patrón de vorticidad existente.

En cuanto al subtérmino A51, su distribución es similar en los dos casos de estudio, si bien en el de *Blanckaert y de Vriend (2004)* aparecen valores positivos cerca del fondo que no es posible apreciar en los resultados del modelo del río Mero debido a la malla de medida utilizada. En ambos casos puede decirse que este subtérmino contribuye al patrón de  $\Omega_z$  cerca de las paredes y lo disipa en el centro de la sección.

Por último, los mapas de valores del subtérmino A52 son los que presentan mayores diferencias. En primer lugar, como ya se ha comentado, en la magnitud de sus máximos, sensiblemente más elevados en el caso de *Blanckaert y de Vriend (2004)*. Por otro lado, en su distribución: en los resultados de esta tesis hay una clara diferenciación de signos –negativo en la esquina inferior izquierda y positivo en el resto de la sección–, mientras que en los calculados por aquellos autores, la célula negativa está expandida hasta la superficie del agua. En su caso, en la zona central del flujo los valores positivos del subtérmino contribuyen al patrón de  $\Omega_z$  y los negativos se oponen a él. En los resultados del modelo del río Mero no es posible establecer esta correlación.

Las diferencias observadas pueden deberse a varios factores: en primer lugar, a las diferencias geométricas entre las secciones de estudio ya comentadas, y en particular el ratio  $B/H$ . La geometría en planta del canal también influye en la distribución de la vorticidad longitudinal, en la medida en que condiciona su transporte a lo largo del tramo. El hecho de que en el modelo del río Mero el radio de la curva sea menor añade complejidad a ese proceso. Por último, es necesario recordar que en los ensayos de esta tesis no se han realizado medidas a menos de 20 mm de las paredes del modelo, por lo que no se puede caracterizar con detalle el flujo en esa zona.

Por último, la Figura 5.22 resume la relación entre la influencia de la curvatura y la de los parámetros turbulentos a lo largo del tramo de estudio para los distintos escenarios planteados. Observando la extensión de las áreas coloreadas de verde oscuro (donde la magnitud de la vorticidad longitudinal generada por turbulencia es, al menos, el doble de la originada por la curvatura) queda clara la tendencia de la evolución del factor dominante en la generación de corrientes secundarias. El efecto del término A3 solamente es significativo en la Sección 2 y la extensión de su área de influencia disminuye al aumentar el caudal, de forma que se limita a zonas donde las corrientes secundarias son relevantes (franja inferior,  $Q=35$  L/s) o hay un flujo significativo en la dirección transversal (llanura izquierda,  $Q=60$  L/s).

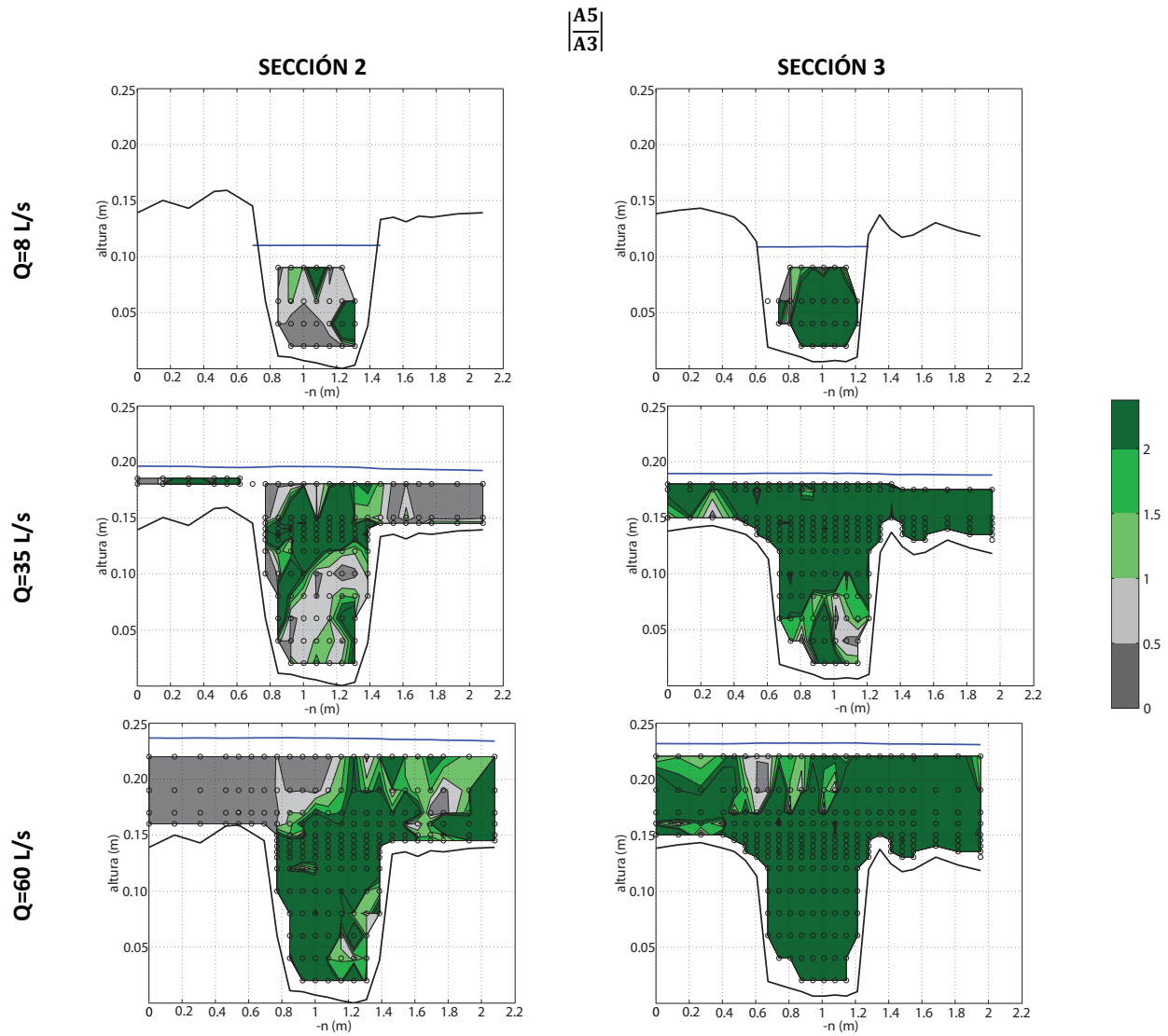


Figura 5.22. Ratio entre los términos de turbulencia ( $A5$ ) y geometría ( $A3$ ) de la ecuación de transporte de vorticidad longitudinal  $\left| \frac{A5}{A3} \right|$  en las tres secciones de estudio para  $Q=8$  L/s,  $Q=35$  L/s y  $Q=60$  L/s

En la Sección 3, la corriente en dirección  $n$  es elevada debido a la geometría de las llanuras de inundación. Sin embargo, la amplitud del radio de curvatura unida al elevado nivel de turbulencia generado por la interacción entre los flujos en el cauce y la llanura hacen que solamente se aprecie la influencia de  $A3$  en un área muy reducida cercana al fondo para  $Q=35$  L/s. Por lo tanto, puede decirse que el efecto de la geometría en planta se observa solamente en zonas de curvatura pronunciada, y se ve mitigado al aumentar la sumergencia en el canal.

## 5.5. Conclusiones

En este Capítulo se ha analizado la influencia de la curvatura y la turbulencia en la generación de vorticidad longitudinal en un tramo meandriforme compuesto. A través del cálculo de diversos términos de la ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal se ha evaluado el efecto absoluto y relativo de cada uno de ellos y se han señalado los factores morfológicos e hidrodinámicos que condicionan su relevancia. A continuación se enuncian las principales conclusiones extraídas de este análisis:

- La influencia de la geometría en planta del canal es apreciable en zonas de curvatura elevada. A medida que ésta disminuye y la sumergencia aumenta, su efecto resulta cada vez menos significativo, hasta ser despreciable frente al de los fenómenos turbulentos para niveles altos de inundación ( $D_r=0.38$ ).
- Para condiciones de baja sumergencia ( $D_r=0.26$ ) la segregación vertical del flujo es evidente. Se identifican dos zonas diferenciadas a nivel de generación de corrientes secundarias, separadas por la superficie horizontal de contacto entre cauce y llanura.
- La anisotropía de la turbulencia no sólo está provocada por la presencia de fronteras sólidas en el flujo, sino por la propia estructura del mismo. La existencia de dos capas de flujo con orientaciones distintas puede coartar la turbulencia, y por lo tanto generar estructuras que se orienten preferentemente según sus direcciones.
- Los valores máximos de las tensiones tangenciales turbulentas se encuentran siempre en el contacto horizontal entre el cauce y la llanura. En muchos casos, especialmente cuando las direcciones de ambos son muy divergentes (Sección 3) se observa con claridad la generación de una capa de corte en esa zona.
- La ecuación de transporte de la vorticidad longitudinal es una herramienta útil para el análisis de los mecanismos de generación y disipación de corrientes secundarias. Sin embargo, no es en todos los casos suficiente para explicar la distribución de las células de circulación transversal. Se espera que los procesos de transporte condicionen también el patrón de vorticidad longitudinal, por lo que el cálculo del término  $A1$  puede resultar de interés en un estudio de la evolución de  $\Omega_z$ .

Las conclusiones referidas a la direccionalidad del flujo (segregación y flujo coartado por fronteras y sólidas o por su propia estructura) sirven como punto de partida para el siguiente Capítulo de esta tesis: se analizará la turbulencia del flujo según distintas direcciones hidrodinámicas características. El concepto de anisotropía de la turbulencia, ya introducido en este estudio, resulta de gran interés, puesto que permite caracterizar el flujo instantáneo con una metodología que no depende del sistema de referencia utilizado ni, por lo tanto, de parámetros geométricos o hidrodinámicos (Lumley y Newman, 1977).

## 5.6. Bibliografía

- Albayrak, I.; Lemmin, U. *Secondary currents and corresponding surface velocity patterns in a turbulent open-channel flow over a rough bed*. Journal of Hydraulic Engineering 2011, 137 (11), 1318-1334.
- Blanckaert, K.; de Vriend, H. J. *Secondary flow in sharp open-channel bends*. Journal of Fluid Mechanics 2004, (498), 353-380.
- Blanckaert, K.; Graf, W. H. *Momentum transport in sharp open-channel bends*. Journal of Hydraulic Engineering 2004, 130 (3), 186-198.
- Bonakdari, H.; Larrarte, F.; Joannis, C. *Study of the shear stress in narrow channels: Application to sewers*. Urban Water Journal 2008, 5 (1), 15-20.
- Bradshaw, P. *Turbulent secondary flows*. Annual Reviews Inc: 1987; Vol. 19, p 53-74.

- Julien, P. Y. *Erosion and sedimentation*. Cambridge University Press 1995.
- Lumley, J. L.; Newman, G. R. *Return to isotropy of homogeneous turbulence*. Journal of Fluid Mechanics 1977, 82 (pt 1), 161-178.
- Mera, I.; Franca, M. J.; Anta, J.; Peña, E. *Turbulence anisotropy in a compound meandering channel*. International Conference on Fluvial Hydraulics, River Flow 2012 San Jose, pp 79-84.
- Nezu, I.; Nakagawa, H. *Turbulence in open-channel flows*. A. A. Balkema; IAHR Monograph Series 1993.
- Nezu, I.; Nakayama, T. *Mutual-interaction between bursts and boils very near the free-surface of open-channel flows*. 2nd International Symposium on Environmental Hydraulics, Hong-Kong. Eds. Balkema 1998; pp 297-303.
- Nezu, I.; Nakayama, T. *Numerical calculation of steep open-channel flows by considering effects of surface-wave fluctuations*. International Conference on Water, Environment, Ecology, Socio-economics and Health Engineering (WEESHE) Seoul, Korea. Water Resources Publications (Colorado) 1999; pp 3-16.
- Nezu, I.; Rodi, W. *Open-channel flow measurements with a Laser Doppler Anemometer*. Journal of Hydraulic Engineering 2004, 130 (5), 335-355.
- Pope, S.B. *Turbulent flows*. A Cambridge University Press 2000.
- Schlichting, H. *Boundary layer theory: Seventh edition*. McGraw-Hill Book Co. 1979.
- Shiono, K.; Muto, Y. *Complex flow mechanisms in compound meandering channels with overbank flow*. Journal of Fluid Mechanics 1998, 376, 221-261.
- Song, T. *Velocity and turbulence intensities distribution in non-uniform and unsteady open-channel flow*. Laboratory of Hydraulic Constructions. Laussane, École Polytechnique Fédérale de Lausanne 1994, Tesis doctoral
- Sugiyama, H.; Akiyama, M.; Fujita, O.; Sato, T. *Numerical analysis of developing turbulent flow in a square-sectioned 90 degree bend*. Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Part B 1995, 61 (587), 2393-2400.
- Tominaga, A.; Nezu, I.; Ezaki, K.; Nakagawa, H. *Three-dimensional turbulent structure in straight open channel flows*. Journal of Hydraulic Research 1989, 27 (1), 149-173.
- UDC; UPC *Estudio en modelo físico de un tramo de meandros en el río Mero*. Universidade da Coruña y Universidad Politécnica de Cataluña 2004.
- van Balen, W. *Curved open-channel flows. A numerical study*. Delft University of Technology 2011, Tesis doctoral
- Yang, S. Q.; Tan, S. K.; Lim, S. Y. *Velocity distribution and dip-phenomenon in smooth uniform open channel flows*. Journal of Hydraulic Engineering 2004, 130 (12), 1179-1186.

## ANÁLISIS DIRECCIONAL DE LA TURBULENCIA EN UN MEANDRO COMPUESTO

### 6.1. Introducción

- 6.1.1. Fenómenos físicos asociados a las tensiones tangenciales en canales abiertos
- 6.1.2. Definición de los planos de tensión máxima

### 6.2. Rotación del sistema de referencia para el análisis de parámetros turbulentos

- 6.2.1. Patrón de turbulencia según los ejes curvilíneos locales  $(\vec{s}, \vec{n}, \vec{z})$
- 6.2.2. Patrón de turbulencia según los ejes de flujo horizontal medio  $(\vec{v}_h, \vec{v}_p, \vec{v}_z)$
- 6.2.3. Patrón de turbulencia según los ejes de tensiones tangenciales máximas  $(\vec{n}_1, \vec{n}_3, \vec{v}_{II})$
- 6.2.4. Comparación de los patrones de turbulencia en los distintos sistemas de coordenadas

### 6.3. Análisis de la anisotropía de la turbulencia

- 6.3.1. Invariantes turbulentos para las secciones y escenarios de ensayo
- 6.3.2. Identificación de estructuras anisotrópicas particulares. Análisis de cuadrantes

### 6.4. Conclusiones

### 6.5. Bibliografía



## 6.1. Introducción

Los cálculos presentados hasta el momento en esta tesis se han referenciado a un sistema de coordenadas curvilíneo, fijo para cada una de las secciones de ensayo y relacionado con su geometría ( $s$ : dirección del cauce medio;  $n$ : dirección transversal -perpendicular a  $s$ -;  $z$ : eje de actuación de la fuerza de gravedad). Según la teoría general de la elasticidad pueden existir otros planos cuyas tensiones asociadas sean de mayor magnitud que las calculadas según los ejes curvilíneos. En este Capítulo se calcula la orientación de estos elementos en las distintas secciones y escenarios de ensayo y se caracteriza la turbulencia del flujo tomándolos como referencia. Este análisis resulta de interés, puesto que ayuda a definir un sistema de coordenadas que facilite la interpretación de resultados, o bien a justificar la necesidad de una metodología que no dependa de los ejes utilizados.

En este primer apartado se comentan algunos de los procesos hidrodinámicos de mayor interés en meandros compuestos y se relacionan con las tensiones tangenciales y giros que generan. Se presentan también las bases para el cálculo de los planos de tensión normal y tangencial máxima. En el apartado 6.2 se calcula la orientación de los sistemas de referencia de interés en las distintas secciones y escenarios de ensayo y se comparan los patrones de turbulencia proporcionados por cada uno de ellos. Por último, en el apartado 6.3 se introduce la teoría de los invariantes del tensor de anisotropía (Lumley y Newman, 1977) como alternativa para la caracterización de la turbulencia en sistemas hidrodinámicos complejos. Con la aplicación de esta técnica se evitan los problemas de interpretación y comparación de resultados relacionados con la orientación de los ejes de coordenadas.

### 6.1.1. Fenómenos físicos asociados a las tensiones tangenciales en canales abiertos

Como ya se ha comentado, el desarrollo de tensiones tangenciales en un plano está asociado a la aparición de vórtices, a su vez relacionados con el intercambio de masas de agua entre distintas zonas, la redistribución del flujo en curvas y otros procesos hidrodinámicos. La Figura 6.1 esquematiza los de mayor relevancia en canales compuestos rectos (a) y de geometría curva (b). En el primer caso se señala el desarrollo de una capa de corte (*shear layer*) asociada a la presencia de vórtices de eje vertical, por efecto de la diferencia de velocidades entre el flujo en el cauce y en las llanuras de inundación. De la misma forma pueden relacionarse el resto de recirculaciones identificadas –vórtices de eje longitudinal cerca del fondo y en la zona de curva- con la aparición de tensiones tangenciales. En el caso de un canal compuesto meandriforme (Figura 6.1 b) se observan intercambios de masa entre el flujo en el cauce y las llanuras de inundación, debidos a la divergencia entre la orientación de ambas zonas. Esas transferencias de momento provocan la aparición de vórtices transversales que aumentan de tamaño y se propagan a lo largo del canal principal, con las consiguientes tensiones tangenciales asociadas.

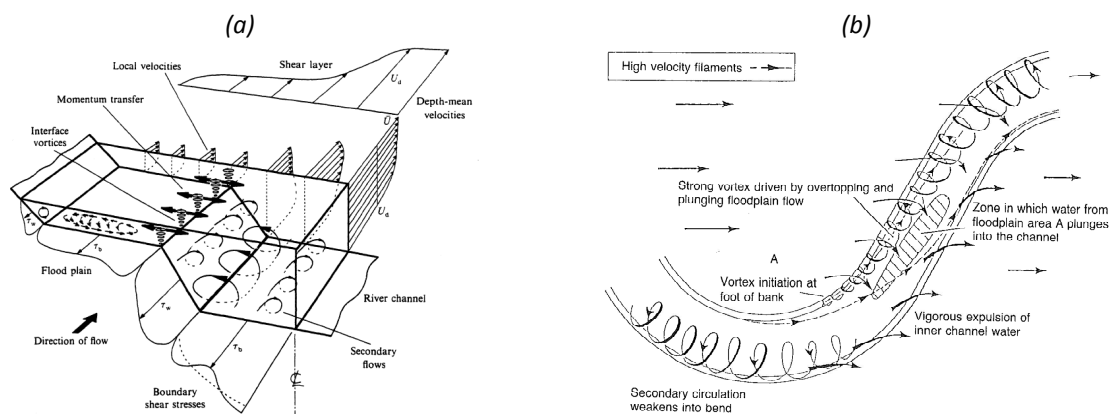


Figura 6.1. Mecanismos hidrodinámicos principales en canales compuestos (a, Knight y Shiono, 1996) y de geometría curva (b, Sellin et al., 1993)

Antes de abordar el análisis propuesto cabe recordar algunas nociones sobre la definición de las tensiones tangenciales. En un sistema de referencia ortogonal  $\{x, y, z\}$  la tensión tangencial  $\tau_{xy}$  es aquella que cumple las siguientes características:

- actúa en un plano perpendicular a  $y$
- tiene dirección  $x$
- su recíproca  $\tau_{yx}$  -de igual magnitud y signo- actúa en un plano perpendicular a  $x$  en dirección  $y$
- contribuye, con  $\tau_{yx}$ , a la generación de vórtices en el plano  $x$ - $y$

De la misma forma que  $\tau_{xy}$  se definen  $\tau_{xz}$  y  $\tau_{yz}$ . Todas ellas pueden relacionarse con fenómenos hidrodinámicos y generación de vórtices en un determinado plano. En primer lugar, las paredes de un canal ofrecen resistencia al flujo. Esto genera una tensión entre la masa de agua en movimiento y la más cercana a la pared, que tiene velocidad nula en la dirección perpendicular a ella. Esta fricción se produce a lo largo de todas las fronteras sólidas de cualquier canal. En el caso de una sección de taludes verticales se dividiría en el rozamiento con el fondo y la fricción con las paredes laterales. En segundo lugar, la curvatura del canal tiene dos efectos hidrodinámicos principales: desplaza el núcleo de velocidad máxima hacia la margen interna e induce la aparición de corrientes secundarias que erosionan el fondo en la margen externa. Por último, la interacción entre el cauce y la llanura en canales compuestos genera tensiones tangenciales debido a la diferencia en la magnitud y dirección de la velocidad entre las masas de agua que fluyen por ambas zonas. Este gradiente de velocidad se produce tanto a lo largo de la sección (tensión en planos verticales) como en la dirección vertical (tensión en planos horizontales).

A continuación se particulariza este análisis para el sistema de referencia curvilíneo  $\{s, n, z\}$  usado en esta tesis. En las Figura 6.2 a Figura 6.5 se representan con flechas azules las masas de agua cuya interacción genera la aparición de tensiones tangenciales. Las fronteras del canal y sus efectos asociados aparecen en color negro, mientras que los planos de desarrollo de la vorticidad se han representado en color gris.

#### 6.1.1.1. Fricción con bordes sólidos

El **rozamiento con el fondo del canal** (Figura 6.2 a) actúa sobre su lecho -es decir, en un plano aproximadamente horizontal- y siguiendo la dirección del flujo. En canales rectos, donde la velocidad se orienta con la dirección del cauce medio  $s$ , genera vórtices en el plano  $s$ - $z$  (eje transversal) y se asocia con  $\tau_{sz}$ , que es la tensión tangencial más relevante en canales rectos y flujo uniforme. Se utiliza, además, para caracterizar la velocidad crítica de una sección ( $u^*$ ) en flujo 1D uniforme.

En cuanto a la **fricción con las márgenes laterales** (Figura 6.2 b), actúa en dirección longitudinal sobre el plano de la pared, que es perpendicular a  $n$ . Para un canal recto la tensión asociada es  $\tau_{sn}$  y genera vórtices de eje vertical. Su naturaleza apenas está referenciada en la literatura revisada, especialmente si se compara con la relevancia que  $\tau_{sz}$  tiene para el cálculo de estabilidad de secciones. Este hecho se debe a que la magnitud de  $\tau_{sn}$  es en general menor que la de  $\tau_{sz}$ : la componente vertical de la fluctuación tiene, cerca del fondo, una relevancia similar a la longitudinal (García, 1996), mientras que la transversal en ausencia de corrientes secundarias es significativamente menor.

En los dos ejemplos presentados se ha asumido que el canal de estudio es recto. En el caso de presentar curvatura en planta, la dirección de la velocidad no estaría alineada con la del cauce medio, por lo que los planos de actuación de las tensiones mencionadas estarían desviados con respecto a los coordenados. Aparecerían, además, tensiones adicionales debidas a la redistribución del flujo inducida por la curva, que se comentan en el apartado siguiente.



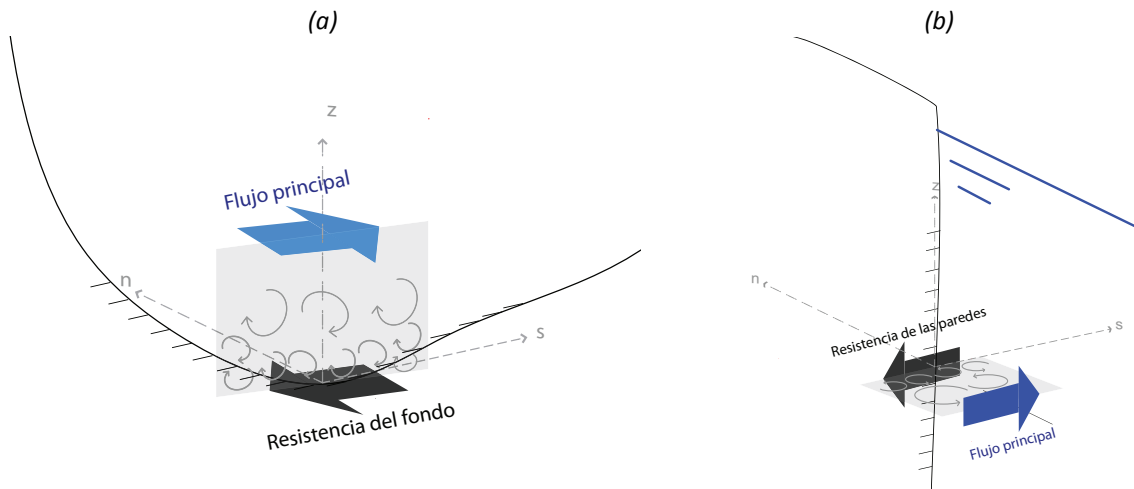


Figura 6.2. Vorticidad generada por la fricción de fondo ( $\Omega_n$ ) (a) y con las paredes laterales del canal ( $\Omega_z$ ) (b)

#### 6.1.1.2. Fricción por efecto de la curvatura

Las tensiones y vorticidades generadas por la geometría en planta están relacionadas con los dos efectos de la misma comentados en este apartado. En primer lugar, la aparición de **corrientes secundarias** induce el desarrollo de  $\tau_{nz}$ , que actúa en dirección  $n$  sobre un plano horizontal y genera vórtices en el plano  $n$ - $z$  (Figura 6.3 a). Por su parte, el **desplazamiento lateral de la velocidad máxima** induce un gradiente en esa dirección, y por lo tanto una tensión tangencial. Se trata de  $\tau_{sn}$ , que lleva asociados vórtices de eje vertical (Figura 6.3 b).

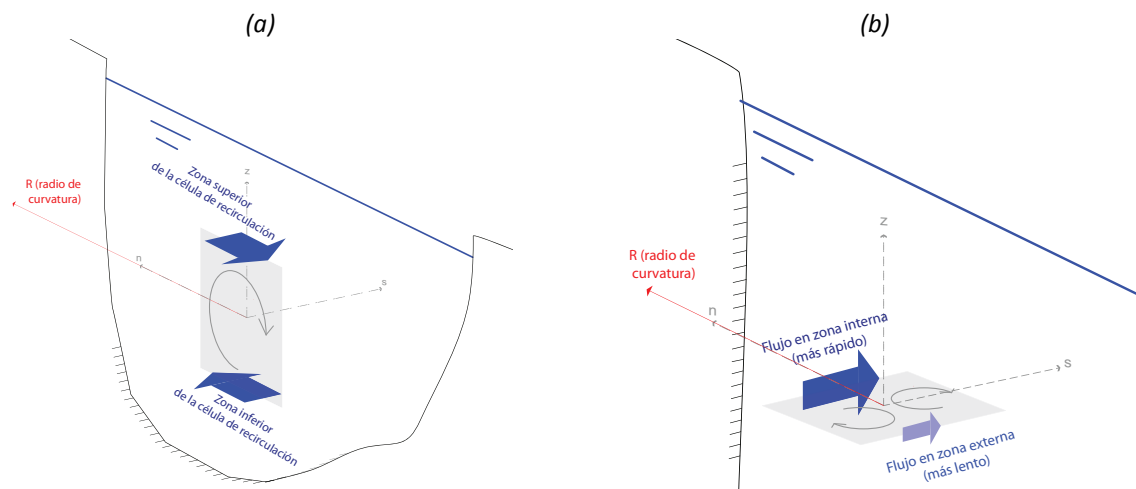


Figura 6.3. Remolinos generados por la curvatura del canal: vorticidad longitudinal  $\Omega_s$  (a) y vertical  $\Omega_z$  (b)

#### 6.1.1.3. Fricción por efecto de la interacción cauce-llanura

El rozamiento entre las masas de agua que circulan por el cauce principal y las llanuras de inundación se produce tanto sobre **superficies verticales** como horizontales. En el primer caso la interacción provoca la aparición de una tensión en el plano horizontal cuya dirección de actuación depende de la orientación relativa entre el cauce y la llanura. En el caso de que ambos sean paralelos (Figura 6.4), tiene dirección longitudinal ( $\tau_{sn}$ ). Los vórtices generados por esta fricción tienen siempre eje vertical y transportan agua desde la llanura al cauce o viceversa.

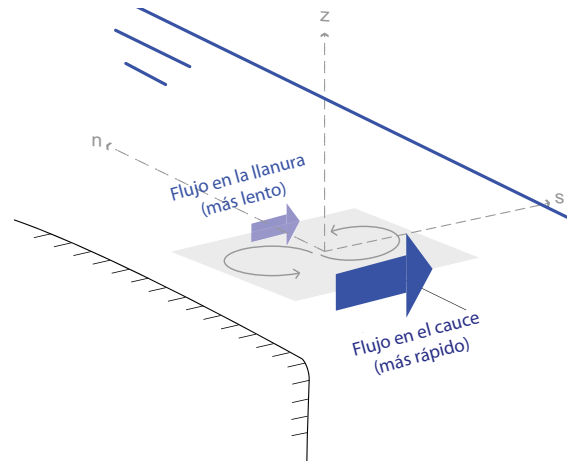


Figura 6.4. Vorticidad vertical  $\Omega_z$  generada por la interacción vertical entre el cauce y las llanuras de inundación

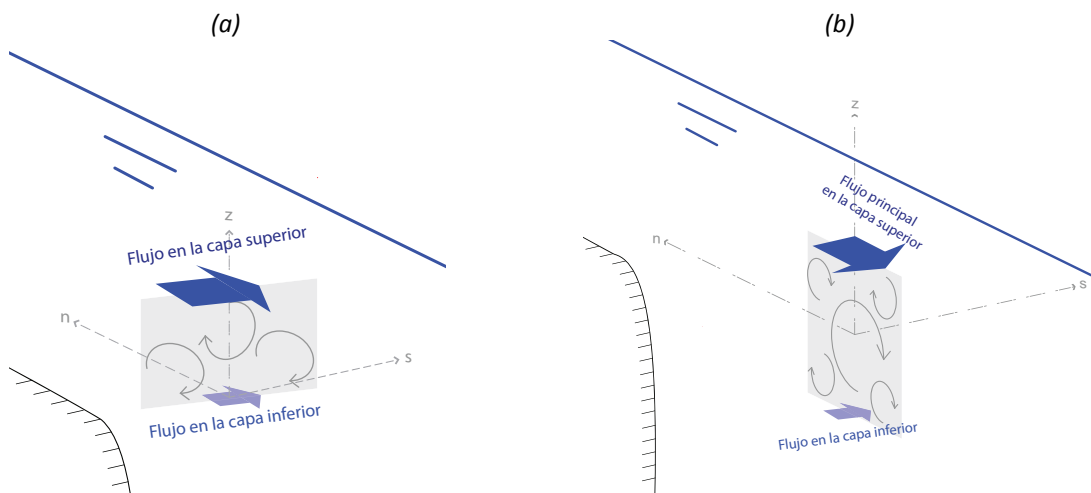


Figura 6.5. Remolinos generados por la interacción horizontal entre las masas superior e inferior del flujo. Casos de cauce y llanuras de inundación paralelos (a) y divergentes (b)

La dirección de la tensión generada por **fricción en planos horizontales** entre el cauce y la llanura depende de la orientación relativa de ambos, que como se concluyó en el capítulo 4 puede ser de hasta  $90^\circ$ . Esta fricción genera vórtices en un plano vertical. El eje de esas recirculaciones depende, de nuevo, del desfase angular entre el cauce y la llanura. En el caso de direcciones de cauce y llanura coincidentes (Figura 6.5 a) los vórtices tienen eje transversal y transfieren agua entre la zona superior e inferior del flujo. La Figura 6.5 b esquematiza el caso de interacción entre cauce y llanura divergentes, en el que el eje de los remolinos tiene una dirección oblicua, contenida en el plano horizontal.

### 6.1.2. Definición de los planos de tensión máxima

Los procesos y tensiones tangenciales que se han presentado en este apartado son casos ideales de especial interés en la hidrodinámica de canales abiertos. Sin embargo, se trata de simplificaciones que raramente se dan en tramos reales, en los que existen casos combinados de curvatura y flujo compuesto y el desfase angular entre el cauce y la llanura reorienta los planos de intercambio de momento. Así, las tensiones turbulentas más significativas se desarrollan en direcciones distintas de las coordenadas. En esta sección se expone la metodología para determinar la diferencia entre la magnitud y la orientación de ambas, que resulta de interés para el dimensionamiento y cálculo de estabilidad de secciones en ríos. Se establece en primer lugar el método de cálculo de las tensiones normales máximas, y a partir de ellas el de las tensiones tangenciales máximas.

El punto de partida de esta teoría es el estado tensional en un punto referido al sistema de coordenadas curvilíneo, caracterizado por su tensor de tensiones  $T$  en el sistema  $\{s, n, z\}$ :

$$\tilde{T}_{\{s,n,z\}} = \begin{bmatrix} \sigma_s & \tau_{sn} & \tau_{sz} \\ \tau_{ns} & \sigma_n & \tau_{nz} \\ \tau_{zs} & \tau_{zn} & \sigma_z \end{bmatrix} \quad [6.1]$$

Dada esta matriz es posible calcular el tensor correspondiente a cualquier otro sistema de referencia resultado del giro de los ejes curvilíneos iniciales. Sea  $B'$  la base del mismo, compuesta por los vectores  $\{v_a, v_b, v_c\}$ . Se define la matriz  $C$  de cambio de base de  $B$  (base del sistema curvilíneo) a  $B'$  como aquella que contiene, por columnas, las coordenadas de los vectores de la nueva base en función de la antigua (Ec. 6.2). Esta matriz se utiliza para calcular las coordenadas y tensiones en  $B'$  según las relaciones indicadas por las Ecuaciones 6.3 y 6.4.

$$C = \begin{bmatrix} v_{a,s} & v_{b,s} & v_{c,s} \\ v_{a,n} & v_{b,n} & v_{c,n} \\ v_{a,z} & v_{b,z} & v_{c,z} \end{bmatrix} \quad [6.2]$$

$$\begin{bmatrix} v_a \\ v_b \\ v_c \end{bmatrix} = C^T \cdot \begin{bmatrix} v_s \\ v_n \\ v_z \end{bmatrix} \quad [6.3]$$

$$\tilde{T}_{\{a,b,c\}} = \begin{bmatrix} \sigma_a & \tau_{ab} & \tau_{ac} \\ \tau_{ba} & \sigma_b & \tau_{bc} \\ \tau_{ca} & \tau_{cb} & \sigma_c \end{bmatrix} = C^T \cdot \begin{bmatrix} \sigma_s & \tau_{sn} & \tau_{sz} \\ \tau_{ns} & \sigma_n & \tau_{nz} \\ \tau_{zs} & \tau_{zn} & \sigma_z \end{bmatrix} \cdot C \quad [6.4]$$

En el caso de un giro plano (bidimensional) realizado sobre uno de los ejes coordenados (en este ejemplo, el eje  $z$ ), la estructura de la matriz de cambio de base sería la siguiente:

$$C_{2D} = \begin{bmatrix} v_{a,s} & v_{b,s} & 0 \\ v_{a,n} & v_{b,n} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad [6.5]$$

A través de la optimización de elementos de  $\tilde{T}_{\{a,b,c\}}$  se puede determinar la magnitud y orientación de las tensiones tangenciales máximas, tal y como se aborda en las siguientes secciones de este Capítulo.

#### 6.1.2.1. Tensiones principales

Según demuestra *Timoshenko y Goodier (1975)*, dado un estado tensional en un punto referenciado a una base  $B$ , siempre es posible realizar un giro que proporcione un nuevo sistema ortogonal de coordenadas para el que las tensiones tangenciales se anulen. A las tensiones normales resultantes ( $\sigma_I, \sigma_{II}, \sigma_{III}$ ) se les denomina **tensiones principales**, y el tensor correspondiente tiene la siguiente estructura:

$$\tilde{T}_{\{I,II,III\}} = \begin{bmatrix} \sigma_I & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{II} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{III} \end{bmatrix} \quad [6.6]$$

con  $|\sigma_I| > |\sigma_{II}| > |\sigma_{III}|$ . Por lo tanto, para calcular las tensiones principales en un punto es necesario diagonalizar el tensor de tensiones, lo cual en términos matriciales corresponde a resolver un problema de autovalores:  $\sigma_I, \sigma_{II}$  y  $\sigma_{III}$  son los valores propios del tensor de tensiones, y sus correspondientes autovectores  $\{v_I, v_{II}, v_{III}\}$  forman una base ortonormal para la cual no existen esfuerzos tangenciales en el punto de estudio. La transformación del sistema de coordenadas local ( $\{s, n, z\}$ ) al principal ( $\{v_I, v_{II}, v_{III}\}$ ) es la recogida en la siguiente ecuación:

$$\tilde{T}_{\{I,II,III\}} = \begin{bmatrix} v_{I,s} & v_{I,n} & v_{I,z} \\ v_{II,s} & v_{II,n} & v_{II,z} \\ v_{III,s} & v_{III,n} & v_{III,z} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \sigma_s & \tau_{sn} & \tau_{sz} \\ \tau_{ns} & \sigma_n & \tau_{nz} \\ \tau_{zs} & \tau_{zn} & \sigma_z \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} v_{I,s} & v_{II,s} & v_{III,s} \\ v_{I,n} & v_{II,n} & v_{III,n} \\ v_{I,z} & v_{II,z} & v_{III,z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sigma_I & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{II} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{III} \end{bmatrix} \quad [6.7]$$

### 6.1.2.2. Tensiones tangenciales máximas

El cálculo de la orientación y magnitud de las tensiones tangenciales máximas se plantea como un problema de optimización. Tomando como referencia los ejes principales  $\{I, II, III\}$  y sus vectores unitarios  $\{v_I, v_{II}, v_{III}\}$ , la tensión tangencial según un plano  $P$  de normal  $\vec{n}$  y cosenos directores  $(c_1, c_2, c_3)$  tiene la siguiente expresión (Timoshenko y Goodier, 1975):

$$\tau_P = \sqrt{\sigma_I^2 c_1^2 + \sigma_{II}^2 c_2^2 + \sigma_{III}^2 c_3^2 - (\sigma_I c_1^2 + \sigma_{II} c_2^2 + \sigma_{III} c_3^2)^2} \quad [6.8]$$

Aplicando la condición de que los vectores propios son unitarios ( $c_1^2 + c_2^2 + c_3^2 = 1$ ), y anulando la derivada de  $\tau_P$  con respecto a los cosenos directores se obtienen 12 soluciones para este sistema, correspondientes a 12 vectores normales a planos que proporcionan mínimos y máximos locales y absolutos de tensión tangencial. Los vectores normales a los planos con  $\tau_P$  mínima (Tabla 6.1) coinciden con las direcciones principales  $\{\vec{v}_I, \vec{v}_{II}, \vec{v}_{III}\}$ , puesto que para ellas las tensiones tangenciales se anulan.

Tabla 6.1. Coordenadas de los vectores normales a los planos de tensión tangencial mínima, referidas al sistema formado por los ejes principales  $\{\vec{v}_I, \vec{v}_{II}, \vec{v}_{III}\}$

|       | $\pm \vec{v}_I$ | $\pm \vec{v}_{II}$ | $\pm \vec{v}_{III}$ |
|-------|-----------------|--------------------|---------------------|
| $c_1$ | $\pm 1$         | 0                  | 0                   |
| $c_2$ | 0               | $\pm 1$            | 0                   |
| $c_3$ | 0               | 0                  | $\pm 1$             |

Refiriéndonos como  $R$ ,  $S$  y  $T$  a los planos de  $\tau_P$  máxima, los cosenos directores de sus vectores normales  $\{\vec{n}_R, \vec{n}_S, \vec{n}_T\}$  y el módulo de la tensión tangencial desarrollada en ellos son los siguientes:

Tabla 6.2. Coordenadas de los vectores normales a los planos de tensión tangencial máxima absoluta y relativa, referidas al sistema formado por los ejes principales  $\{v_I, v_{II}, v_{III}\}$

|        | $\pm \vec{n}_R$                          | $\pm \vec{n}_S$                      | $\pm \vec{n}_T$                       |
|--------|--|--------------------------------------|---------------------------------------|
| $c_1$  | 0  | $\pm 1/\sqrt{2}$                     | $\pm 1/\sqrt{2}$                      |
| $c_2$  | $\pm 1/\sqrt{2}$                         | $\pm 1/\sqrt{2}$                     | 0                                     |
| $c_3$  | $\pm 1/\sqrt{2}$                         | 0                                    | $\pm 1/\sqrt{2}$                      |
| $\tau$ | $\frac{(\sigma_{II} - \sigma_{III})}{2}$ | $\frac{(\sigma_I - \sigma_{II})}{2}$ | $\frac{(\sigma_I - \sigma_{III})}{2}$ |

Cada uno de los planos resultantes contiene a uno de los ejes principales y a la bisectriz del ángulo formado por los otros dos. Dos de ellos ( $\vec{n}_R$  y  $\vec{n}_S$ ) proporcionan un máximo relativo de  $\tau$ , mientras que el plano con la tensión tangencial máxima absoluta es el definido por  $\vec{n}_T$ , y es por lo tanto el de interés en este análisis. Debido a condición de simetría del tensor de tensiones, existe un plano perpendicular a  $T$  en el que se desarrolla una tensión tangencial de la misma magnitud. Denominando  $T_1$  y  $T_2$  a estos planos pueden definirse los cosenos directores de sus vectores normales  $\pm \vec{n}_{T_1}$  y  $\pm \vec{n}_{T_2}$ , tal y como recoge la 0:

Tabla 6.3. Coordenadas de los vectores normales a los planos de tensión tangencial máxima, referidas al sistema formado por los ejes principales  $\{v_I, v_{II}, v_{III}\}$

|       | $T_1$                      |                             | $T_2$                      |                             |
|-------|----------------------------|-----------------------------|----------------------------|-----------------------------|
|       | $\vec{n}_{T1} = \vec{n}_1$ | $-\vec{n}_{T1} = \vec{n}_2$ | $\vec{n}_{T2} = \vec{n}_3$ | $-\vec{n}_{T2} = \vec{n}_4$ |
| $c_1$ | $1/\sqrt{2}$               | $-1/\sqrt{2}$               | $1/\sqrt{2}$               | $-1/\sqrt{2}$               |
| $c_2$ | 0                          | 0                           | 0                          | 0                           |
| $c_3$ | $1/\sqrt{2}$               | $-1/\sqrt{2}$               | $-1/\sqrt{2}$              | $1/\sqrt{2}$                |

Siguiendo la metodología propuesta por París (1996) y Timoshenko y Goodier (1975), el plano y vector normal de análisis serán  $T_1$  y  $\vec{n}_1$ , respectivamente. La Figura 6.6 muestra un esquema de la orientación de con respecto a los ejes de tensiones principales (a), así como el equilibrio bidimensional de tensiones tangenciales por simetría (b). Quedan definidos también los tres vectores de la base del sistema de coordenadas ortonormal determinado por la tensión tangencial máxima:

- Normal seleccionada:  $\vec{n}_1$
- Normal al plano complementario :  $\vec{n}_3$
- Eje II de tensiones principales:  $\vec{v}_{II}$

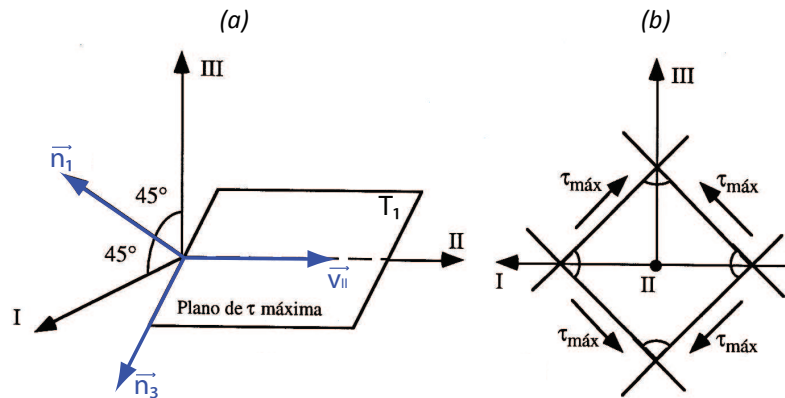


Figura 6.6. Orientación tridimensional de la tensión tangencial máxima absoluta ( $T_1$ , a) y de su correspondiente simétrica en el plano I-III (b). Adaptado de París (1996)

La matriz de cambio de base del sistema de ejes principales al de tensión tangencial máxima y el tensor de tensiones resultado de aplicarlo son los siguientes:

$$C = \begin{bmatrix} 1/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 1/\sqrt{2} & -1/\sqrt{2} & 0 \end{bmatrix} \quad [6.9]$$

$$\tilde{T}_{\tau_{max}} = C^T \cdot \begin{bmatrix} \sigma_I & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{II} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{III} \end{bmatrix} \cdot C = \begin{bmatrix} \sigma_{n3} & \tau_{máx} & 0 \\ \tau_{máx} & \sigma_{n1} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{II} \end{bmatrix} \quad [6.10]$$

Según la teoría expuesta en este apartado, para calcular las tensiones tangenciales máximas a partir de las referidas a un sistema curvilíneo es necesario aplicar dos transformaciones. En primer lugar la que permite el cálculo de las tensiones principales (Ecuación 6.7) y a continuación el que proporciona, a partir de ellas, los esfuerzos de corte máximos, regido por la Ecuación 6.10.

Se observa que la tensión tangencial calculada no sólo es máxima, sino que es la única que se desarrolla en los planos coordenados definidos por este sistema de referencia. En el siguiente apartado se aplica esta metodología a los resultados de la campaña experimental y se calcula la dirección de  $\vec{n}_1$  y su desfase respecto al eje vertical  $z$  para todas las secciones y escenarios de ensayo. De esta manera se puede evaluar la desviación que presenta el plano de tensión tangencial máxima con respecto al plano horizontal, donde podría esperarse un esfuerzo elevado tanto por la tensión de fondo como por la interacción entre el cauce y las llanuras de inundación.

## 6.2. Rotación del sistema de referencia para el análisis de parámetros turbulentos

En este apartado se analizan los patrones de turbulencia del flujo según diferentes sistemas de referencia. Se pretende así evaluar su conveniencia en el estudio de flujos de morfología e hidrodinámica complejas. A continuación se define la orientación de cada uno de ellos:

- (i) Sistema de coordenadas curvilíneo  $\{s, n, z\}$ . Se trata del sistema de referencia empleado hasta el momento en el cálculo y presentación de resultados de esta tesis. Depende de la sección de estudio, puesto que su dirección  $s$  es paralela al cauce medio,  $n$  es perpendicular a ella y se dirige al centro de la curva, y  $z$  sigue la dirección de actuación de la fuerza de la gravedad, aunque en sentido opuesto. El origen de coordenadas se sitúa en el extremo izquierdo de cada sección (mirando desde aguas arriba), a la misma cota que el fondo en el más bajo de los puntos de medida (Figura 6.7).

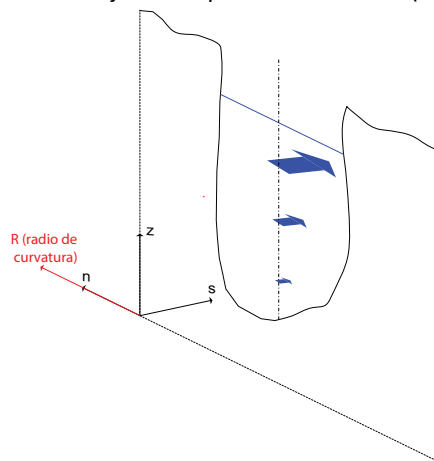


Figura 6.7. Sistema de referencia curvilíneo

- (ii) Sistema de coordenadas definido por el flujo medio horizontal  $\{v_t, v_p, z\}$ . Se define para cada posición de medida un sistema de referencia (Figura 6.8) integrado por la dirección de la velocidad media horizontal ( $\vec{v}_h$ ), su perpendicular contenida en el plano horizontal ( $\vec{v}_p$ ), y el vector unitario vertical  $\vec{z}$ , coincidente con el del sistema (i).

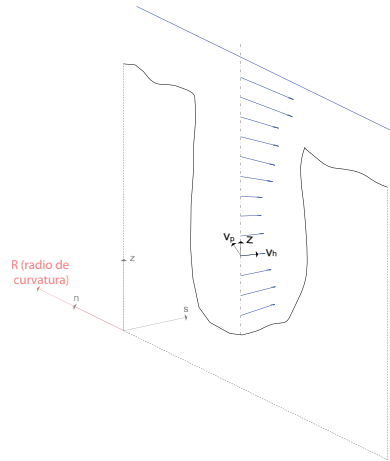


Figura 6.8. Sistema de referencia definido a partir del flujo medio

- (iii) Sistema de coordenadas definido por la tensión tangencial máxima  $\{n_1, n_3, v_{II}\}$ . Igual que en el caso anterior, se define un sistema de referencia para cada punto de medida. Está compuesto por los vectores unitarios de las direcciones  $n_3, n_1$  y  $v_{II}$ , calculados según la metodología indicada en el apartado 6.1.2. En general, supone un giro tridimensional sobre cualquiera de los sistemas presentados hasta el momento.

El sistema de coordenadas curvilíneo (i) presenta la ventaja de que es único para cada sección. Sin embargo, en los Capítulos anteriores de esta tesis se ha observado que la orientación del flujo y de la turbulencia varía mucho a lo largo del modelo. Se espera que los sistemas (ii) y (iii), directamente relacionados con las características hidrodinámicas en cada posición de medida, proporcionen patrones de velocidades y tensiones homogéneos. La idoneidad del uso de algunos de estos ejes en el estudio de la turbulencia en el modelo del río Mero ha sido analizada por la autora en publicaciones previas (Mera *et al.* 2011 y 2012). En este Capítulo se da continuidad a ese trabajo, valorándose en primer lugar la conveniencia de reorientar el sistema de referencia completo mediante un giro tridimensional o de conservar la dirección vertical  $z$  y aplicar una rotación horizontal en dos dimensiones a los ejes coordenados. Una vez definida la metodología de transformación del sistema se presentan los mapas y perfiles de tensiones turbulentas correspondientes.

### 6.2.1. Patrón de turbulencia según los ejes curvilíneos locales ( $\vec{s}, \vec{n}, \vec{z}$ )

Se analiza en primer lugar la **tensión  $\tau_{sz}$** , que actúa sobre el plano horizontal en la dirección longitudinal del cauce (Figura 6.9). Para  $Q=8 \text{ L/s}$  se observa un importante grado de simetría con respecto a un eje vertical en el centro de la sección en las Secciones 1 y 3, coherente con el hecho de que la curvatura del canal sea baja en esa zona. Por el mismo motivo se espera que el valor de la tensión adimensionalizada esté uniformemente distribuido en el ancho, lo que implicaría isolíneas de tensión horizontales. Éstas se observan en la zona central de las Secciones 1 y 3, puesto que se trata de los casos más próximos al flujo 2D (tramos rectos o de curvatura amplia y sin flujo superior con distinta dirección preferente). Sin embargo, el valor de  $\tau_{sz}$  cerca del fondo es menor del esperado ( $u^{*2}$ ). Por otra parte, igual que en los resultados de Shiono y Muto (1998) para un canal meandriforme, las tensiones negativas están en la parte superior del flujo ( $\frac{\partial v_s}{\partial z} < 0$ ) y las positivas en la inferior ( $\frac{\partial v_s}{\partial z} > 0$ ).

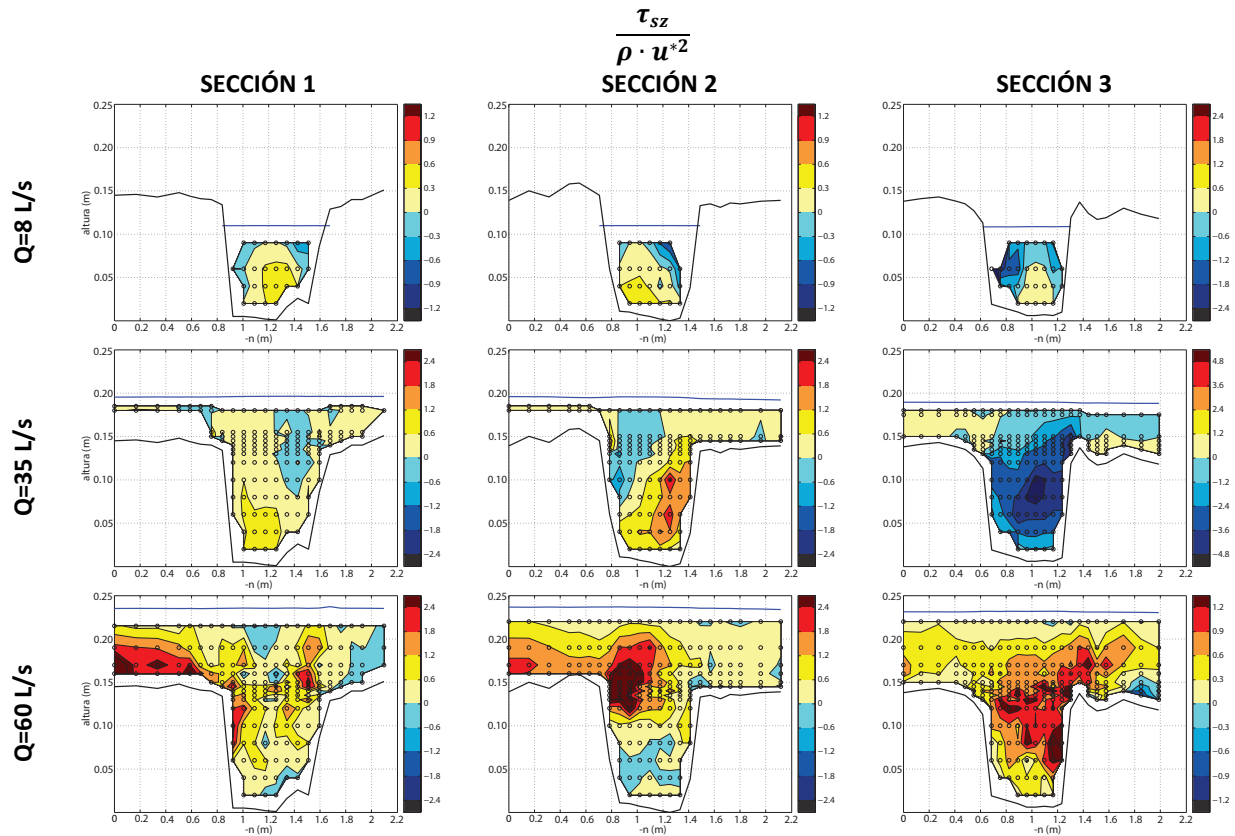


Figura 6.9. Tensión de Reynolds  $\tau_{sz}/(\rho u^2)$  en las tres secciones de estudio para  $Q=8$  L/s,  $Q=35$  L/s y  $Q=60$  L/s

En los **escenarios de inundación** no se observan isolíneas horizontales en la zona de cauce, pero sí en algunos casos en la llanura (margen derecha en la Sección 3 para  $Q=35$  L/s, margen izquierda en la Sección 1 para  $Q=60$  L/s). Esto indica que al alejarse de la zona de interacción entre el cauce y la llanura existe una tendencia al flujo bidimensional. El valor de  $\tau_{sz}$  aumenta en todas las secciones con respecto al calculado para flujo simple. Esto indica que, incluso en tramos rectos, el flujo en la zona superior induce una tensión de arrastre extra. Tal y como indican *Shiono y Muto (1998)*, el hecho de que el flujo en el cauce gane o pierda momento está altamente relacionado con la alineación relativa de la llanura y el cauce principal. De ser similares, el flujo en el cauce aumenta su momento ( $\tau_{sz}>0$ ) por la entrada del de llanura y en caso contrario, lo disminuye ( $\tau_{sz}<0$ ). Por lo tanto, en este caso, las tensiones positivas deberían aparecer en la Sección 1 (donde el ángulo entre cauce y llanura es  $\alpha < 10^\circ$ ) y negativas en la Sección 3 ( $\alpha \approx 90^\circ$ ). La Sección 2 es una zona de transición y por lo tanto se espera un patrón mixto.

Los resultados del ensayo de  **$Q=35$  L/s** son coherentes con el razonamiento anterior: El valor de  $\tau_{sz}$  es positivo en prácticamente toda la Sección 1. El núcleo de  $\tau_{sz}$  positiva por debajo del nivel del cauce en la Sección 2 señala que la velocidad longitudinal en la zona inferior es menor que en la superior, y por lo tanto que el flujo de momento se produce de arriba hacia abajo. Ese núcleo desaparece después de la curva, y en su lugar se observa otro de tensión negativa de gran magnitud que se expande lateral y verticalmente, ocupando casi todo el cauce en la zona de transición (**Sección 3**). Este fenómeno se debe a la salida de agua desde el cauce principal a la llanura.

Sin embargo, para el **caudal de alta sumergencia** no se observa este fenómeno, puesto que el arrastre que el flujo en llanura ejerce sobre el de cauce neutraliza la reorientación vertical del flujo. Tal y como se comentó en el Capítulo 5, el gradiente de  $v_s$  es positivo en todas las posiciones a lo largo de prácticamente toda la vertical y en consecuencia el flujo de momento se produce desde la llanura al cauce. Esto justifica el signo positivo de  $\tau_{sz}$  en las secciones de estudio. Se observan pequeñas áreas de tensión negativa, como por ejemplo la margen derecha de la Sección 1 o el fondo de la Sección 2, donde se ha registrado contraflujo debido a vórtices de eje vertical y transversal, respectivamente.



En cuanto a los valores de  $\tau_{nz}$  (Figura 6.10), debe recordarse en primer lugar la orientación del eje transversal, que en esta tesis se dirige hacia el centro de la curva. Esto implica que el flujo positivo en esa dirección es el que va de derecha a izquierda en las secciones de estudio. Es necesario tener esto en cuenta al comparar los resultados con los obtenidos por otros autores cuyo eje transversal tiene el sentido opuesto, como es el caso de *Shiono y Muto (1998)*. El signo de las tensiones en las que intervienen fluctuaciones en la dirección  $n$  será el opuesto al de las que se presentan en esta tesis.

Los resultados para **flujo simple** pueden compararse con los de *van Balen (2011)*, donde se aprecia la aparición de dos células de tensiones tangenciales en una sección situada a 40° del inicio de la curva, similares a los resultados de la **Sección 2** de este estudio (60°). *Blanckaert y de Vriend (2004)* relacionan directamente el patrón de  $\tau_{nz}$  con las células de circulación secundarias, pero no con su signo. Sin embargo, en los resultados del ensayo de flujo simple sí se observa la relación entre el signo de  $\tau_{nz}$  y el sentido de rotación de las células de circulación secundarias: tensiones positivas corresponden a vórtices antihorarios (Sección 1) y tensiones negativas a giros antihorarios (Secciones 2 y 3).

En los **escenarios de inundación** de nuevo el signo de  $\tau_{nz}$  es indicativo de los procesos hidrodinámicos existentes: la salida de agua del cauce a la llanura, provocada por la orientación relativa de ambas, provoca tensiones positivas en la Sección 1 ( $\frac{\partial v_n}{\partial z} > 0$ ). En las Secciones 2 y 3, sin embargo, su signo es positivo, puesto que el gradiente de la velocidad transversal a lo largo de  $z$  es negativo, ya sea por efecto de las células de circulación transversal horarias ( $Q=35$  L/s) o por el arrastre del flujo en llanura sobre el existente en el cauce ( $Q=60$  L/s). En ambos casos se aprecia el desarrollo de un núcleo de  $\tau_{nz}$  en el entorno del nivel del cauce, tal y como observaron *Shiono y Muto (1998)*. Su tamaño y tensión máxima aumenta con el grado de sumergencia, llegando en algunos casos (Sección 3,  $Q=60$  L/s) a valores que casi triplican a los del caso de flujo simple.

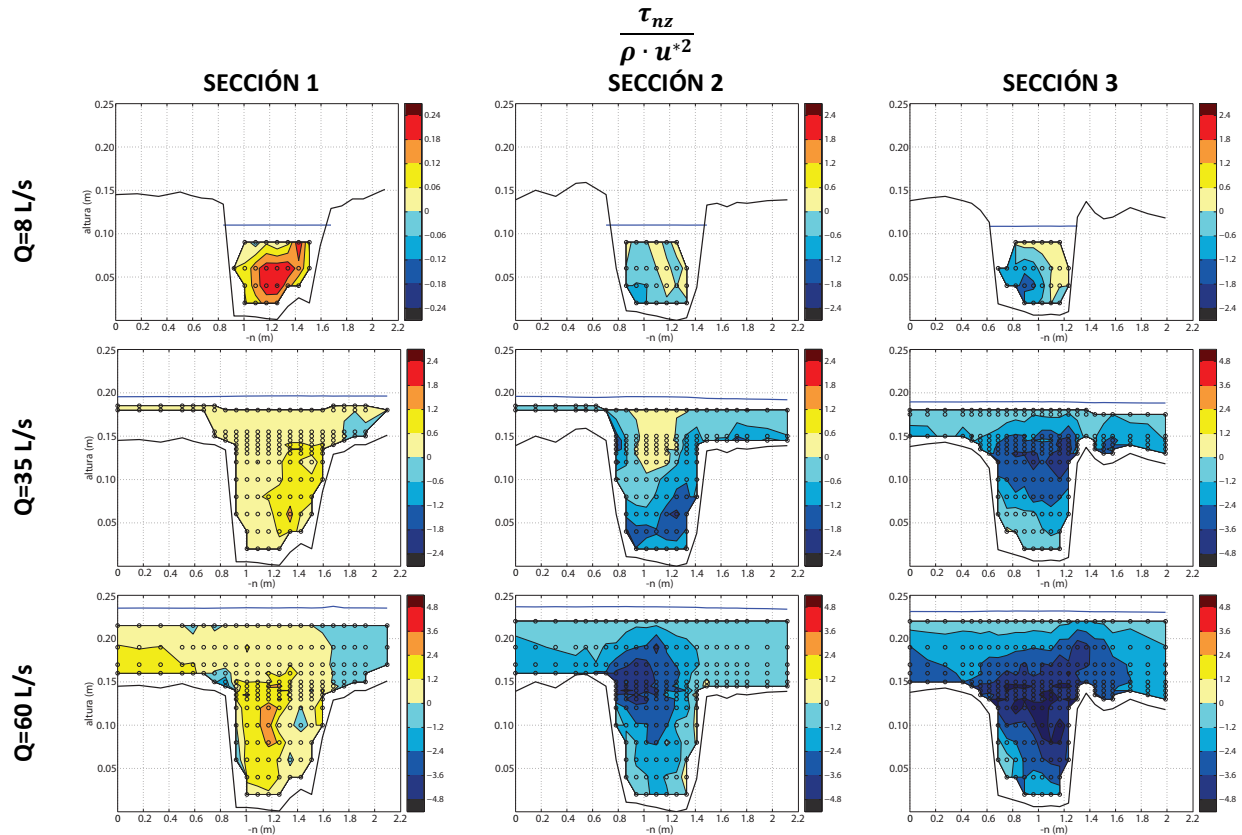


Figura 6.10. Tensión de Reynolds  $\tau_{nz}/(\rho u^*{}^2)$  en las tres secciones de estudio para  $Q=8$  L/s,  $Q=35$  L/s y  $Q=60$  L/s

Del análisis de  $\tau_{sz}$  y  $\tau_{nz}$  se concluye que la magnitud e incluso el signo de las tensiones tangenciales varía mucho en función de la sección y el caudal de ensayo. La orientación del plano de tensión dominante tiene que ver con la alineación relativa de la llanura y el cauce principal, que define la zona de intercambio de masa entre ambas. Esto se observa al comparar los valores de las tensiones de Reynolds para las Secciones 1 y 3 en el caso de  $Q=60$  L/s (Figura 6.11). En la **Sección 1** las direcciones del cauce medio y la llanura son prácticamente coincidentes, por lo tanto la entrada de agua de la llanura al cauce se produce en esa dirección, y en consecuencia la tensión  $\tau_{sn}$  es la más significativa. En la **Sección 3**, en cambio, el agua entra en la dirección de la llanura, que es la transversal, por lo que  $\tau_{nz}$  es la tensión más relevante. En el apartado 6.2.3 de este Capítulo se analiza la orientación del plano de tensión tangencial máxima en el modelo para todos los caudales de ensayo.

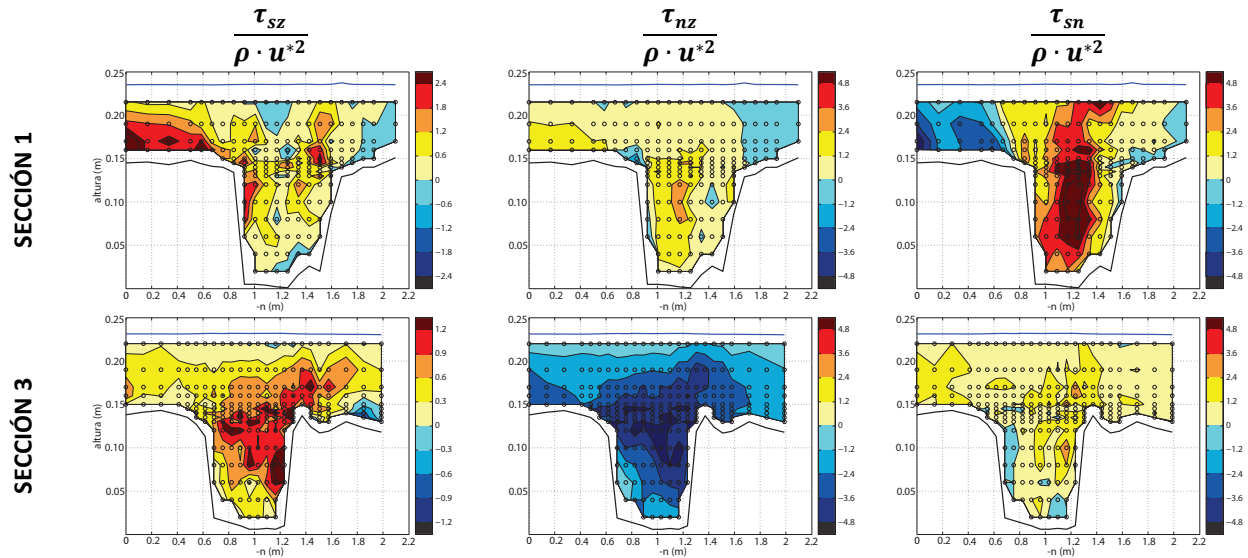


Figura 6.11. Tensiones de Reynolds  $\tau/(\rho u^{*2})$  según el sistema de coordenadas curvilíneo en las Secciones 1 y 3 para  $Q=60$  L/s

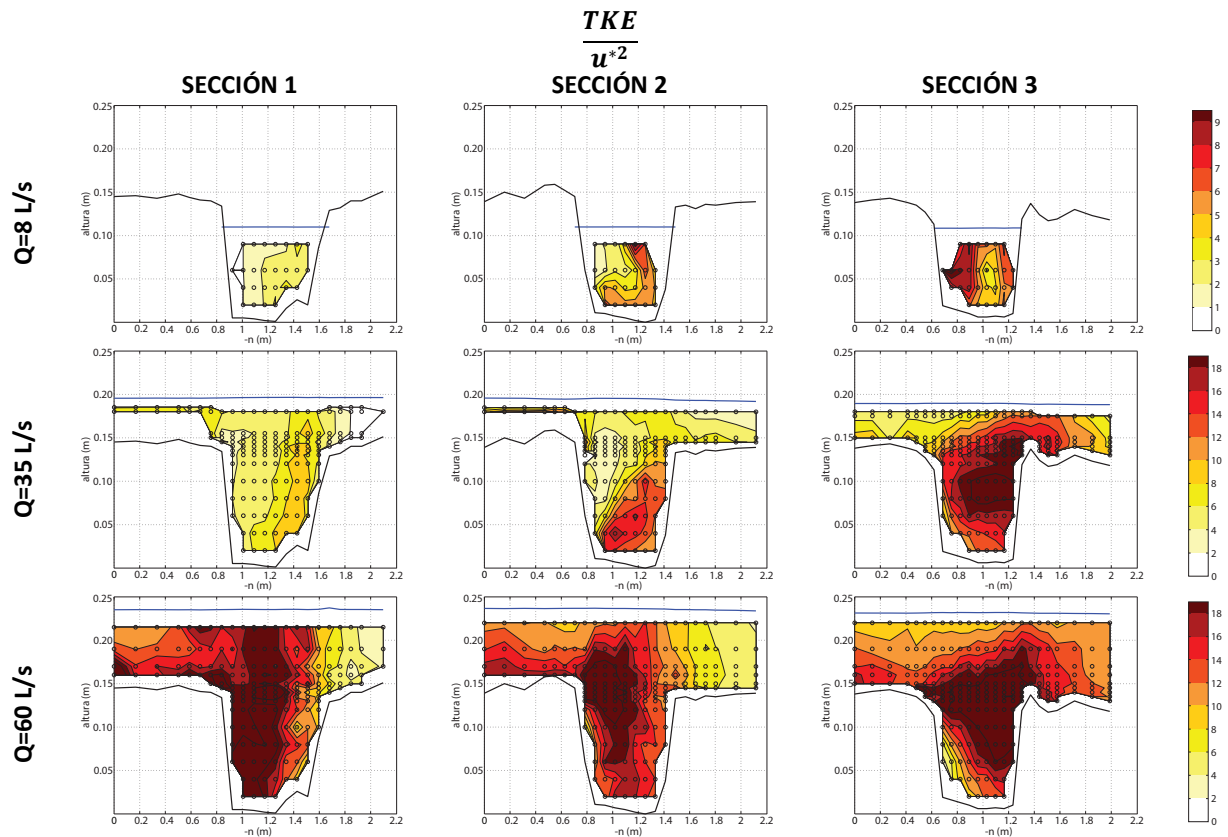


Figura 6.12. Energía cinética turbulenta  $k/(u^{*2})$  en las tres secciones de estudio para  $Q=8$  L/s,  $Q=35$  L/s y  $Q=60$  L/s

La Figura 6.12 presentan los resultados del cálculo de la **energía cinética turbulenta** ( $TKE$ , Figura 6.12). En el caso de flujo simple se observa el incremento de  $TKE$  en el entorno de las fronteras sólidas comentado por *Nezu y Nakagawa (1993)*. Sin embargo, en los escenarios de inundación no se observa esa tendencia. Para  $Q=35$  L/s la elevada divergencia entre la velocidad en el fondo y la superficie induce un gradiente de velocidad alto y provoca una fricción entre las capas superior e inferior del flujo. Debido a ella, el núcleo de  $TKE$  se localiza en el entorno de la cota del cauce. En el escenario de alta sumergencia el valor máximo de la energía cinética turbulenta es del mismo orden en las tres secciones. En la Sección 3 su patrón es similar al de  $\tau_{nz}$  (Figura 6.10), que es la tensión dominante en ese caso. La producción de energía cinética turbulenta está, por lo tanto, relacionada con zonas de gradientes elevados de velocidad y tensiones tangenciales.

También resulta interesante analizar la correlación entre las distribuciones de la  $TKE$  y las intensidades turbulentas en las direcciones coordenadas (*Muto, 1997*), con el objeto de señalar cuál de ellas tiene mayor influencia en su generación en cada caso. Las primeras conclusiones que se obtienen al analizar los resultados (Figura 6.13 a Figura 6.15) son que la intensidad turbulenta en dirección vertical es sensiblemente menor que las desarrolladas en el plano horizontal, y que éstas últimas son del mismo orden de magnitud. Aún así, es posible establecer relaciones diferenciadas entre el patrón de cada una de ellas y el de energía cinética turbulenta.

En la Sección 1 la componente de la intensidad turbulenta que más aporta a la  $TKE$  es la longitudinal ( $v'_s$ ), mientras que en las Secciones 2 y 3 es la transversal ( $v'_n$ ) la que tiene más relevancia en la energía cinética. Esto se debe al efecto de la curvatura, y es más claramente apreciable en el caso de flujo simple: el mayor aumento en la intensidad turbulenta en las Secciones 2 y 3 con respecto al tramo recto se produce en las direcciones transversal (Figura 6.14) y vertical (Figura 6.15).

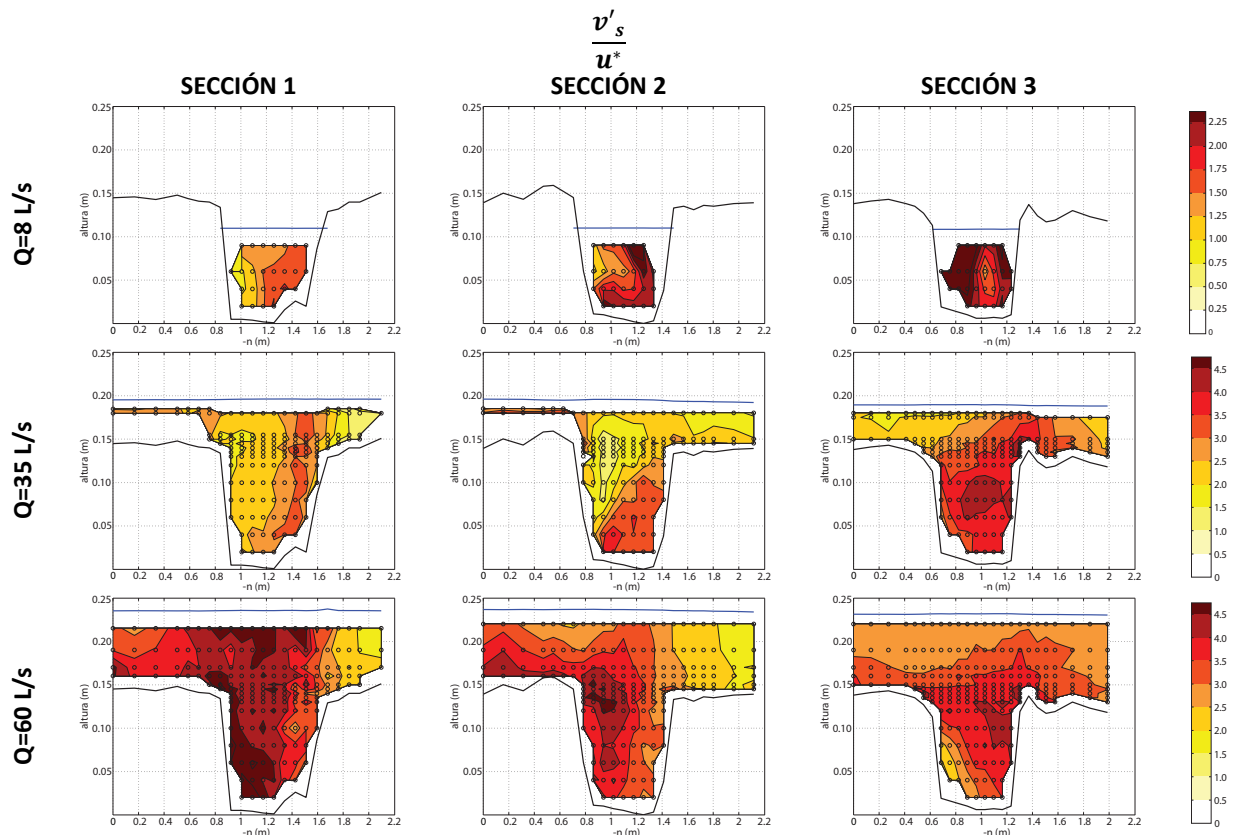


Figura 6.13. Intensidad turbulenta  $v'_s/u^*$  en las tres secciones de estudio para  $Q=8$  L/s,  $Q=35$  L/s y  $Q=60$  L/s

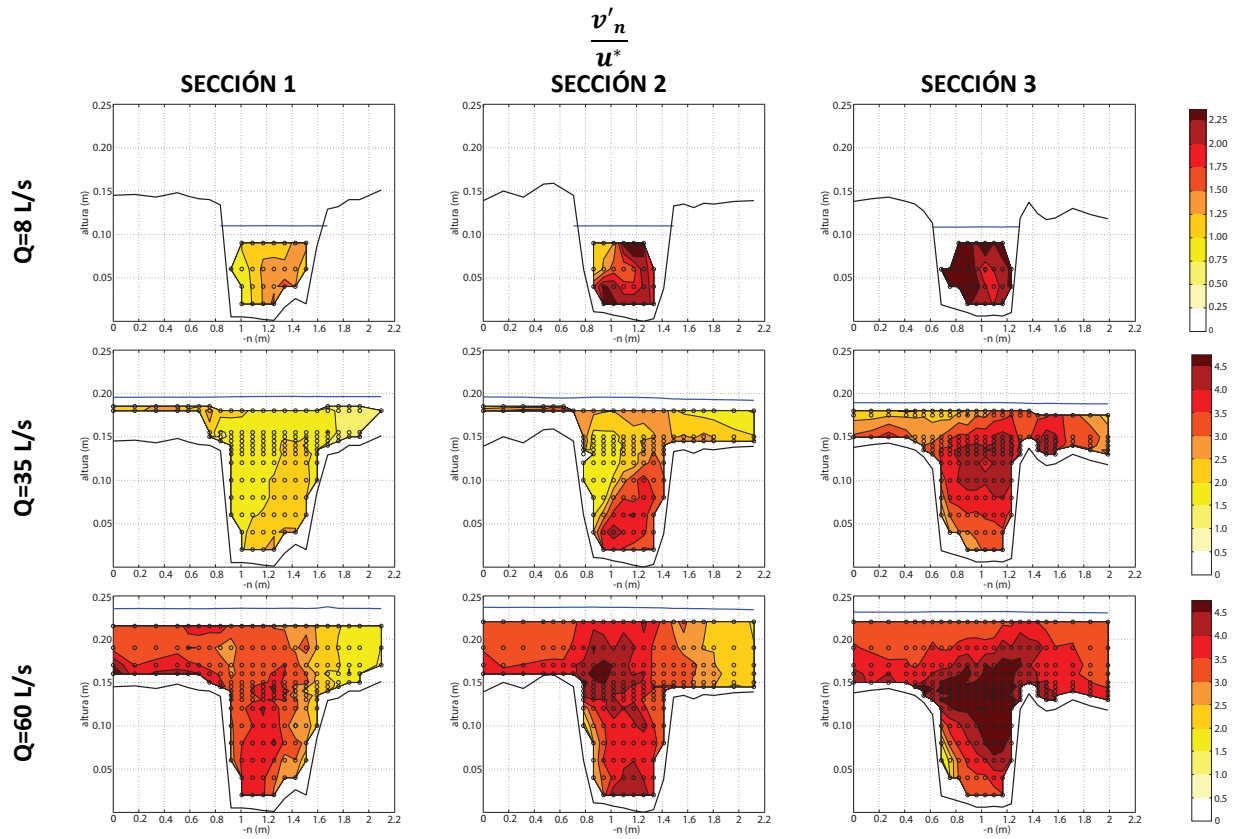


Figura 6.14. Intensidad turbulenta  $v'_n/u^*$  en las tres secciones de estudio para  $Q=8$  L/s,  $Q=35$  L/s y  $Q=60$  L/s

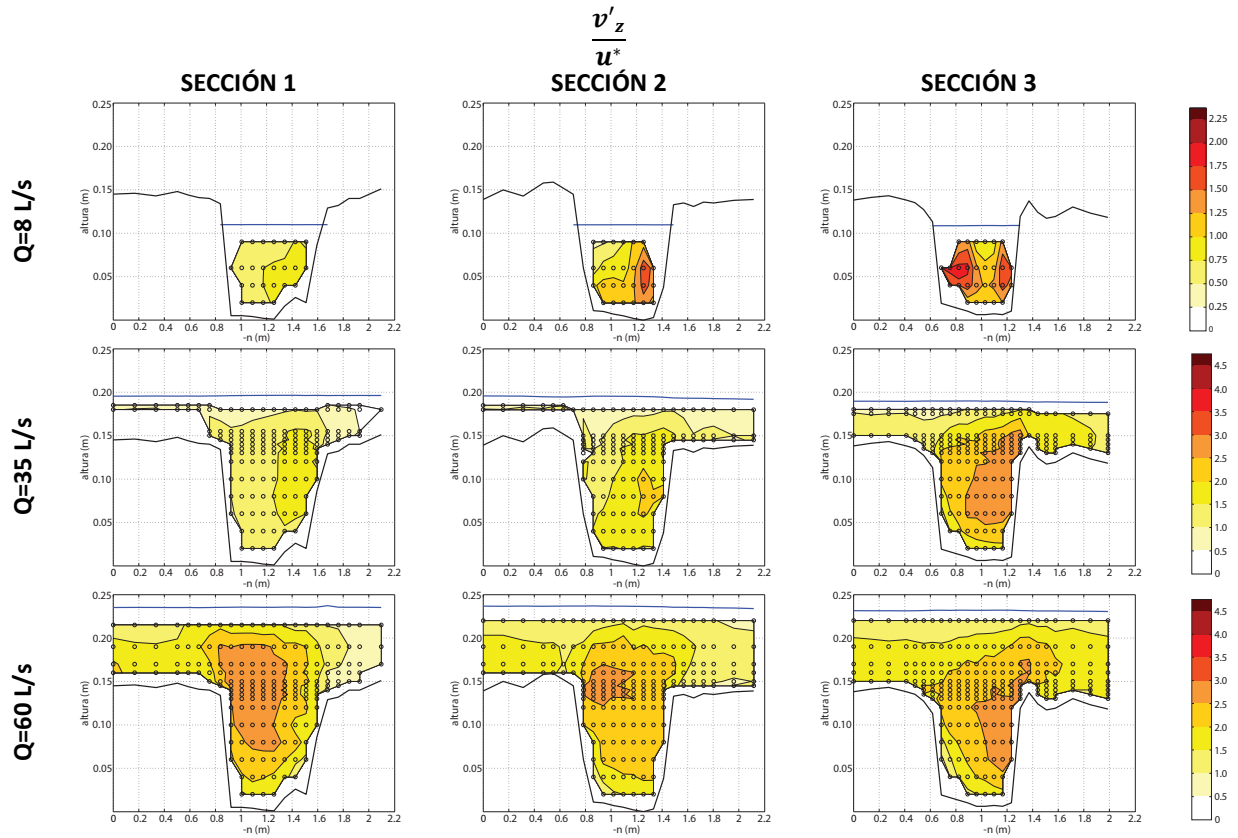


Figura 6.15. Intensidad turbulenta  $v'_z/u^*$  en las tres secciones de estudio para  $Q=8$  L/s,  $Q=35$  L/s y  $Q=60$  L/s

La influencia del aumento de caudal queda patente a través de la aparición de una capa de corte en el entorno del contacto entre cauce y llanura, que se expande lateral y verticalmente a lo largo de la curva y la zona de transición. En la inundación de baja sumergencia todavía se aprecia de forma clara el efecto de las corrientes secundarias (núcleo de  $v'_n$  elevada en la Sección 2, situada en el vértice de la curva). En cambio, para  $Q=60$  L/s se forma una capa de corte entre el cauce y la llanura de inundación y los efectos de su interacción son dominantes, de forma que ese núcleo queda confinado a la zona más cercana al fondo de la sección.

La correlación entre las intensidades elevadas y la entrada/salida de agua desde la llanura al cauce (*Shiono y Muto, 1998*) es evidente. Sin embargo, no es posible establecer su relación con los valores elevados de vorticidad, especialmente en el escenario de alta sumergencia, donde apenas se han detectado células de recirculación transversal. Tampoco se cumple en todos los casos la afirmación de *Shiono y Muto (1998)* según la que el flujo en la capa inferior es más turbulento que en la superior. Para  $Q=60$  L/s se encuentran valores de intensidades turbulentas en el entorno de la superficie del mismo orden que los de la zona cercana al fondo. En general, puede decirse que en el modelo del río Mero la distribución vertical de la turbulencia depende de la ubicación y del caudal de ensayo: en la Sección 1 la magnitud de las intensidades turbulentas en las direcciones  $s$  y  $n$  es prácticamente constante a lo largo de la vertical, mientras que en la Sección 3 los núcleos de intensidades máximas se encuentran en el contacto entre el cauce y la llanura. El término medio lo constituye la Sección 2, que presenta comportamientos diferenciados para los dos escenarios de inundación. En el caso de  $Q=35$  L/s puede afirmarse que el flujo es más turbulento en la capa inferior, mientras que para  $Q=60$  L/s el orden de magnitud de la intensidad en el plano transversal es similar en ambas zonas.

Algunas de las tendencias observadas en los patrones de turbulencia pueden estar relacionadas con la orientación del sistema de referencia elegido. Por ejemplo, la relevancia de la intensidad turbulenta en la dirección  $n$  no siempre está asociada a fenómenos de circulación transversal, sino que en ocasiones vendrá dada por la orientación del flujo en llanura. En el siguiente apartado se analizan los patrones de turbulencia según la dirección de la velocidad horizontal, de forma que se tiene en cuenta el régimen hidrodinámico en cada punto.

### 6.2.2. Patrón de turbulencia según los ejes de flujo horizontal medio ( $\vec{v}_h, \vec{v}_p, \vec{v}_z$ )

En este apartado se evalúan los patrones de turbulencia tomando como referencia la orientación de la velocidad en el plano horizontal. La metodología para realizar el giro es la expuesta en el apartado 1 de este Capítulo para una rotación bidimensional con respecto a uno de los ejes coordenados (Ecuaciones 6.3 a 6.5). Dado el ángulo  $\alpha_{vh}$  que forma la velocidad horizontal con la dirección longitudinal de la sección ( $s$ ), la matriz de cambio de base para obtener las velocidades y tensiones en el nuevo sistema es la siguiente:

$$C_{vh} = \begin{bmatrix} \cos(\alpha_{vh}) & -\sin(\alpha_{vh}) & 0 \\ \sin(\alpha_{vh}) & \cos(\alpha_{vh}) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad [6.11]$$

A diferencia del sistema de referencia curvilíneo (único para cada sección de ensayo), con el planteamiento del flujo horizontal medio se obtienen unos ejes coordenados para cada posición de medida. Su orientación en planta puede variar enormemente entre el fondo de canal y la superficie libre, tal y como se ha concluido a través de la caracterización hidrodinámica presentada en el Capítulo 4 de esta tesis.

En primer lugar se analiza el valor del ángulo que forma la velocidad total con el eje  $z$  ( $\alpha_{v_{tz}}$ ). De esta forma se cuantifica la desviación de  $v_t$  con respecto al plano horizontal, y por lo tanto la pertinencia de realizar una rotación bidimensional de los datos. Los valores de  $\alpha_{v_{tz}}$  mayores y menores a  $90^\circ$  indican que el sentido de la velocidad es, respectivamente, descendente y ascendente. Los resultados (Figura 6.16) indican que su valor fluctúa en torno a los  $90^\circ$  y su desviación típica aumenta con el caudal ( $2.1^\circ$ ,  $3.6^\circ$  y  $5.6^\circ$  para  $Q=8$ ,  $35$  y  $60$  L/s, respectivamente). En los escenarios de inundación se identifican áreas donde la divergencia entre la velocidad total y el plano horizontal es mayor que  $10^\circ$  ( $\alpha_{v_{tz}} < 80^\circ$  y  $\alpha_{v_{tz}} > 100^\circ$ ). De entre ellas, sólo la de la zona

inferior de la Sección 3 para  $Q=60$  L/s, que corresponde al contraflujo ya comentado en Capítulos anteriores, tiene una extensión significativa. A la vista de todo ello se ha considerado que la velocidad horizontal es representativa del flujo total medio en la mayor parte del modelo, y por lo tanto que la rotación bidimensional es conveniente. Sus resultados se analizarán con cautela en la franja de contraflujo mencionada.

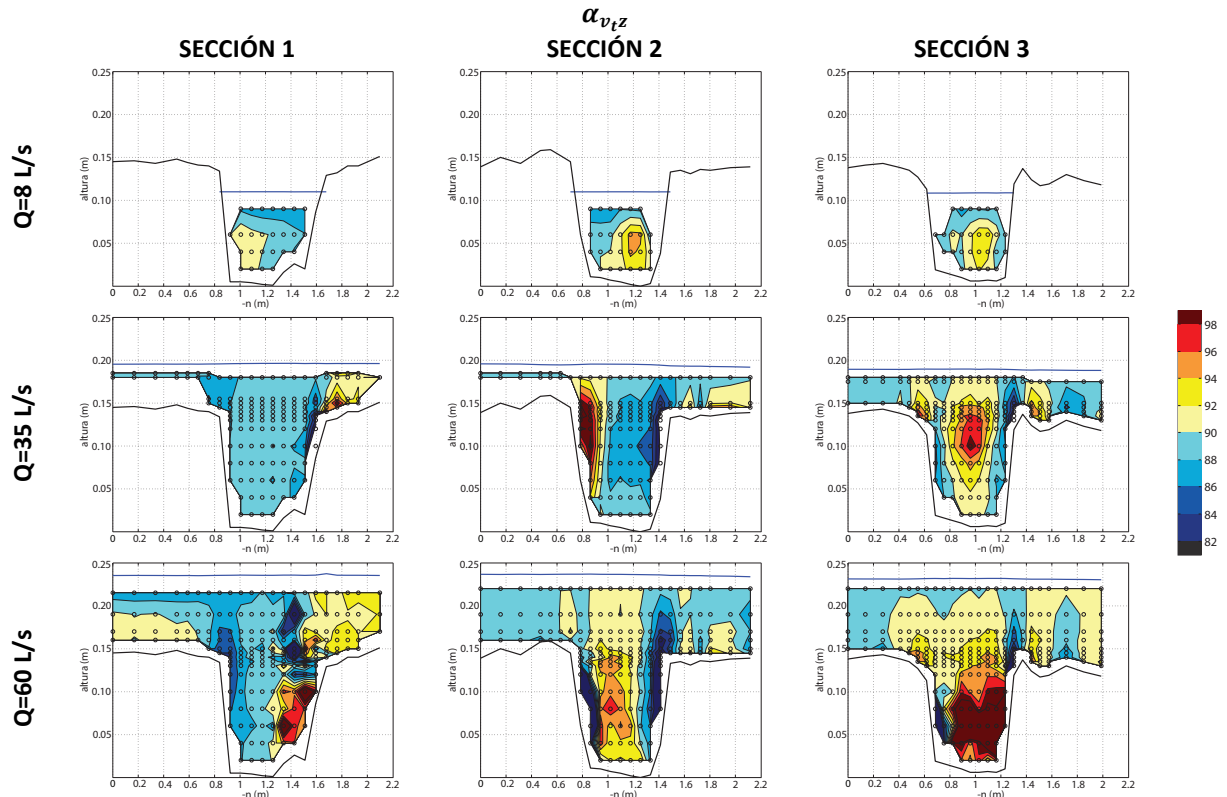


Figura 6.16. Ángulo  $\alpha_{v_t z}$  de  $v_t$  con el eje  $z$  en las tres secciones de estudio para  $Q=8$  L/s,  $Q=35$  L/s y  $Q=60$  L/s

A continuación se presentan los mapas de parámetros turbulentos calculados según el sistema  $\{\vec{v}_h, \vec{v}_p, \vec{z}\}$ . Se comentan en primer lugar los valores de  $\tau_{v_{hz}}$  (Figura 6.17). Cabe recordar que las tensiones tangenciales son indicativas de los gradientes de velocidad en el plano en el que se desarrollan. En este caso, los aumentos del módulo de  $v_h$  a lo largo de la dirección  $z$  se traducen en valores positivos de  $\tau_{v_{hz}}$ , y viceversa. El patrón para el escenario de flujo simple presenta características similares a las comentadas en el apartado anterior para  $\tau_{sz}$ , puesto que la dirección de la velocidad horizontal y la principal del canal coinciden aproximadamente para este caso.

En cuanto a los escenarios de inundación, de nuevo las áreas de entrada de agua desde la llanura al cauce y viceversa presentan magnitudes de tensión relevantes. Para la condición de baja sumergencia en las Secciones 1 y 2 se observa un patrón eminentemente positivo con valores elevados cerca de las paredes (Sección 1) y en zonas de alta recirculación (Sección 2). Las franjas de valores negativos observadas en ambas pueden deberse a que la fricción vertical entre el cauce y las llanuras de inundación frena el flujo horizontal. En la Sección 3 el signo de  $\tau_{v_{hz}}$  está diferenciado entre el cauce (negativo) y la llanura (positivo). Esto indica que la velocidad horizontal  $v_h$  decrece en la primera y aumenta en la segunda. En este caso es la fricción horizontal entre las dos capas del flujo la que lo decelera en la franja inferior. Este proceso no se observa para  $Q=60$  L/s, donde las tensiones máximas se concentran en el contacto entre cauce y llanura y los cambios de signo se limitan a la Sección 1 (vórtice de eje vertical) y la zona inferior de la Sección 3.



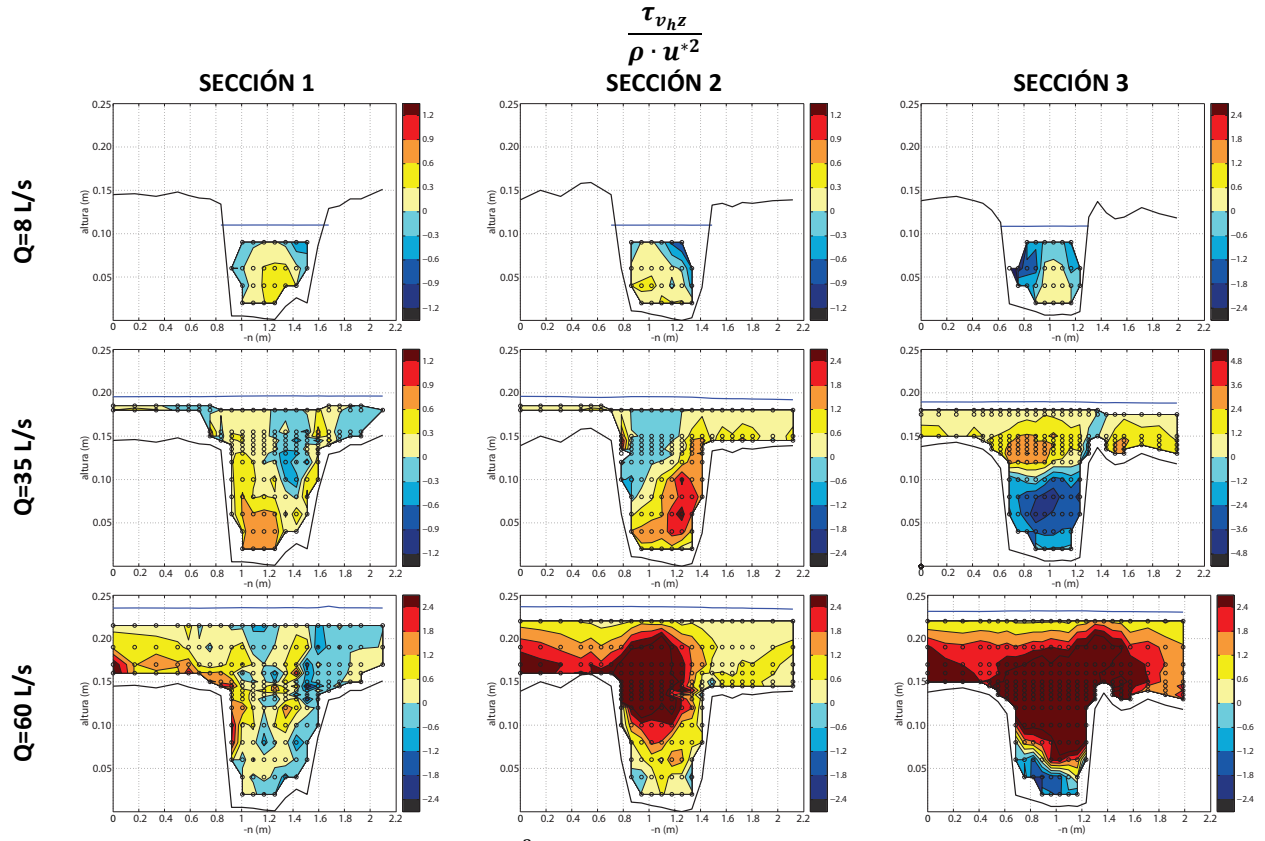


Figura 6.17. Tensión de Reynolds  $\tau_{v_{hz}}/(\rho u^{*2})$  en las tres secciones de estudio para  $Q=8$  L/s,  $Q=35$  L/s y  $Q=60$  L/s

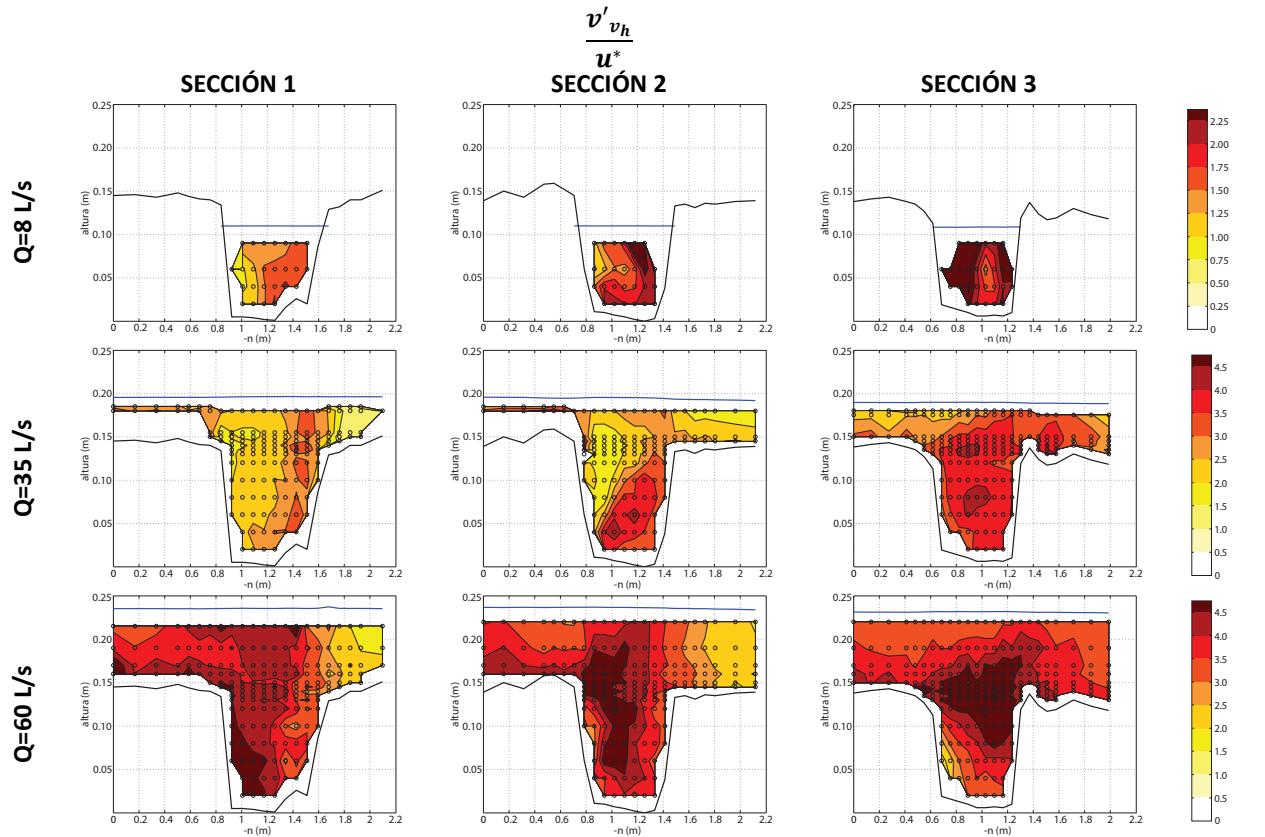


Figura 6.18. Intensidad turbulenta  $v' v_h / u^*$  en las tres secciones de estudio para  $Q=8$  L/s,  $Q=35$  L/s y  $Q=60$  L/s

$$\frac{v' v_p}{u^*}$$

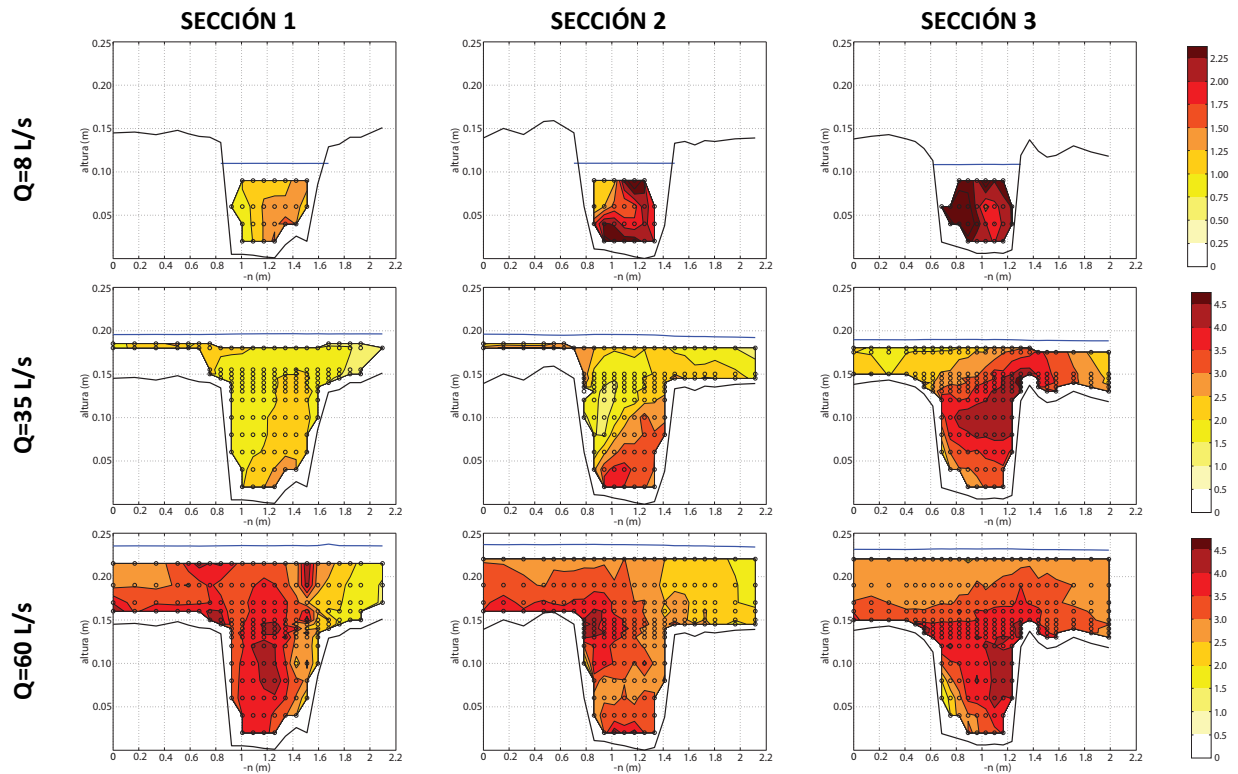


Figura 6.19. Intensidad turbulenta  $v'_{vp}/u^*$  en las tres secciones de estudio para  $Q=8$  L/s,  $Q=35$  L/s y  $Q=60$  L/s

Por último, las Figura 6.18 y Figura 6.19 muestran los mapas de intensidades turbulentas calculadas según los ejes  $v_h$  y  $v_p$ , respectivamente. Se observan valores máximos en la zona inferior del flujo para sumergencias bajas y en el contacto entre el cauce y la llanura para el caso de  $Q=60$  L/s. El orden de magnitud de la intensidad en las direcciones  $v_h$  y  $v_p$  es el mismo, si bien el valor de la esta última es ligeramente menor en todos los casos. Cabe destacar que la utilización de los ejes de flujo horizontal medio anula la velocidad en la dirección  $v_p$  pero no la turbulencia en ese eje.

Estos mapas de intensidades turbulentas pueden compararse con los calculados según el sistema de coordenadas curvilíneo (Figura 6.13 y Figura 6.14). La distribución de  $v'_{v_h}$  prácticamente coincide con la de  $v'_s$  en el caso de flujo simple y en la Sección 1 para los escenarios de inundación. En el resto de los casos su patrón es similar al de  $v'_n$ . Se observa, por lo tanto, la reorientación del flujo según las direcciones del cauce principal y las llanuras de inundación. Aunque las magnitudes de las intensidades calculadas según ambos sistemas son muy similares, el valor de  $v'_{v_h}$  y  $v'_{v_p}$  es ligeramente menor al de  $v'_s$  y  $v'_n$ , lo que indica que la geometría del modelo ejerce una cierta influencia en el patrón de tensiones normales. En cualquier caso, puede decirse que la utilización de los ejes de flujo medio introduce cambios en el análisis de la turbulencia en términos de tensiones tangenciales pero no de esfuerzos normales.

### 6.2.3. Patrón de turbulencia según los ejes de tensiones tangenciales máximas ( $\vec{n}_1, \vec{n}_3, \vec{v}_{II}$ )

En esta sección se presentan los patrones de parámetros turbulentos en el modelo de estudio referenciados a los ejes definidos por la tensión tangencial máxima. El cálculo de su magnitud y dirección se realiza según la metodología detallada en el apartado 6.1.3. En primer lugar se lleva a cabo el mismo análisis que en el caso de los ejes de flujo medio para evaluar la conveniencia de una simplificación del giro tridimensional a una rotación 2D. La Figura 6.20 presenta los valores de  $\alpha_{n_{1z}}$ , ángulo formado por el vector perpendicular al plano de tensión tangencial máxima ( $\vec{n}_1$ ) y el eje  $z$  o, lo que es lo mismo, por ese plano ( $T_1$ ) y el horizontal. Valores de  $\alpha_{n_{1z}}$



cercanos a  $0^\circ$  indican paralelismo entre ambos, mientras que los próximos a  $90^\circ$  denotan su perpendicularidad. El hecho de que los resultados se encuentren en torno a los  $45^\circ$  indica que  $\vec{n}_1$  ni  $T_1$  se aproximan a un eje o plano coordenado curvilíneo, por lo que la opción de la rotación bidimensional no parece adecuada para este caso.

Por otra parte en algunos de los casos de estudio se aprecian grandes variaciones en la orientación del plano de tensión tangencial máxima. En concreto, para el escenario de baja sumergencia  $\alpha_{n_1z}$  toma valores de hasta  $90^\circ$  en la zona inferior de las Secciones 2 y 3, lo cual es coherente con la existencia de corrientes secundarias que generan tensiones en planos verticales. Sin embargo, el fondo de la Sección 1 para el escenario de flujo simple y el contacto horizontal entre el cauce y llanura en la Sección 3 para  $Q=35$  L/s muestran valores de  $\alpha_{n_1z}$  por debajo de  $25^\circ$ , relacionados con la existencia de procesos de fricción horizontales (tensión de fondo e interacción cauce-llanura, respectivamente).

Estas conclusiones desaconsejan la simplificación del cálculo de los ejes de tensiones tangenciales máximas a un giro bidimensional. A continuación se presentan los resultados de aplicar una rotación tridimensional general (Ecuaciones 6.3 y 6.4), cuya matriz de cambio de base asociada es la siguiente:

$$C_{\tau_m} = \begin{bmatrix} n_{1,s} & n_{3,s} & v_{II,s} \\ n_{1,n} & n_{3,n} & v_{II,n} \\ n_{1,z} & n_{3,z} & v_{II,z} \end{bmatrix} \quad [6.12]$$

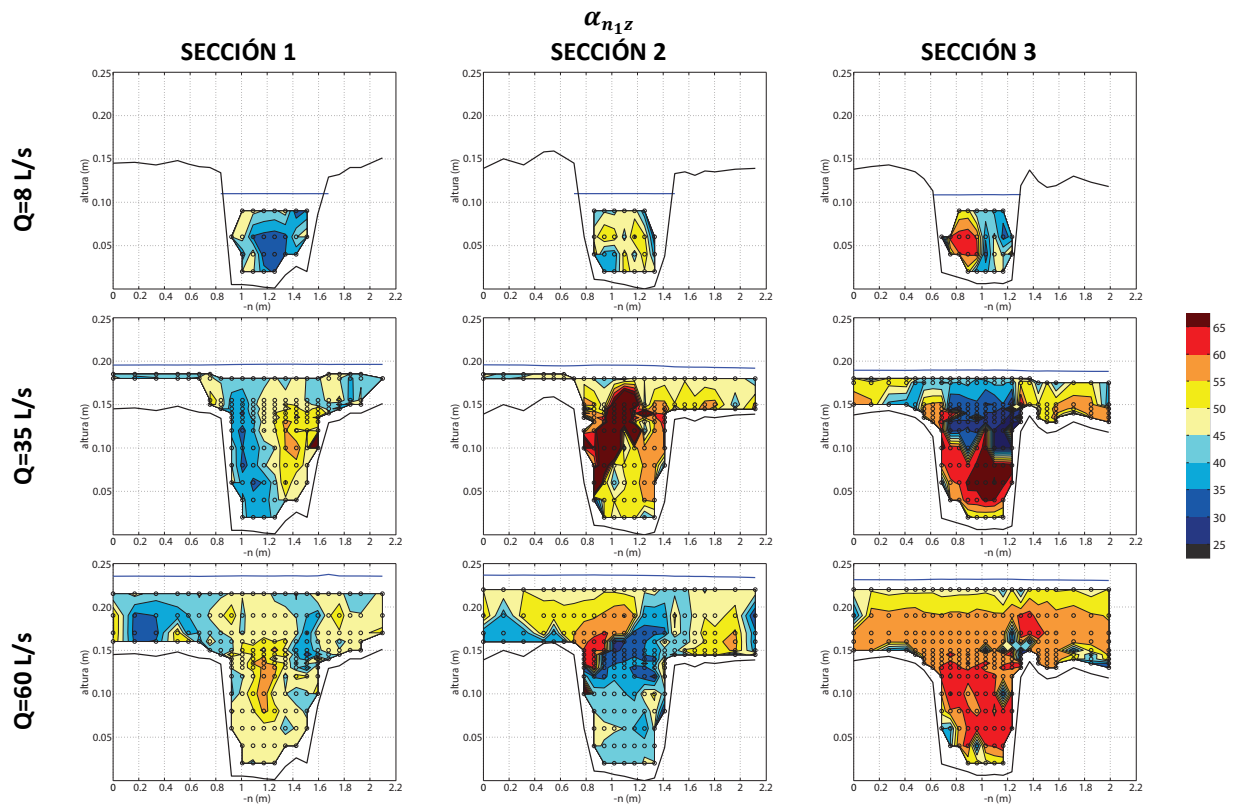


Figura 6.20. Ángulo  $\alpha_{n_1z}$  de  $\vec{n}_1$  (normal al plano de tensión tangencial máxima) con el eje  $z$  en las tres secciones de estudio para  $Q=8$  L/s,  $Q=35$  L/s y  $Q=60$  L/s

La Figura 6.21 presenta el valor de la tensión tangencial máxima para las distintas secciones y escenarios de ensayo. Se repiten los patrones comentados hasta el momento: tensiones mayores en la zona inferior del flujo para el escenario de baja sumergencia y concentración de valores elevados en áreas de entrada/salida de agua. La magnitud de  $\tau_m$  es, como corresponde a su condición de máximo absoluto, mayor que la de todas las tensiones tangenciales calculadas hasta el momento. En algunos casos, como la mayor parte de los puntos de la Sección 1 en los escenarios de inundación, su valor duplica como mínimo a todas las componentes de la

tensión calculadas según los sistemas de referencia curvilíneo y de flujo horizontal medio. En esas zonas el valor de  $\alpha_{n_1z}$  muestra una dispersión poco relevante sobre  $45^\circ$  (Figura 6.20), por lo que se confirma la correlación entre ese entorno de valores y el desfase entre las tensiones tangenciales curvilíneas y máximas.

En cuanto a las intensidades turbulentas, en este caso sólo será necesario analizarlas en dos direcciones, puesto que por definición, este sistema de referencia proporciona el mismo valor de tensión normal, y por lo tanto de intensidad turbulenta, en los ejes  $n_1$  y  $n_3$ . Su magnitud es  $\frac{(\sigma_I + \sigma_{III})}{2}$ , y está representada en la Figura 6.22, mientras que los mapas de  $v'_{vII}$  se encuentran en la Figura 6.23. El orden de magnitud de ambas es similar en todos los casos. Las mayores diferencias se aprecian en la Sección 2, donde la intensidad en las direcciones  $n_1$  y  $n_3$  es dominante en la zona inferior del cauce para los dos caudales de inundación.

Al comparar los valores de  $v'_{n_1}$ ,  $v'_{n_3}$  y  $v'_{vII}$  con los de las intensidades turbulentas en el sistema de referencia curvilíneo (Figura 6.13 a Figura 6.15) se obtienen conclusiones similares a las del sistema de flujo horizontal medio: los patrones de todas ellas son extremadamente similares (en este caso  $v'_{n_1}$  parece tener una correlación mayor con  $v'_s$  que con  $v'_n$  en todos los casos), con pequeños cambios en la magnitud. Las gráficas presentadas no permiten extraer más información que la comentada para el sistema de referencia curvilíneo.

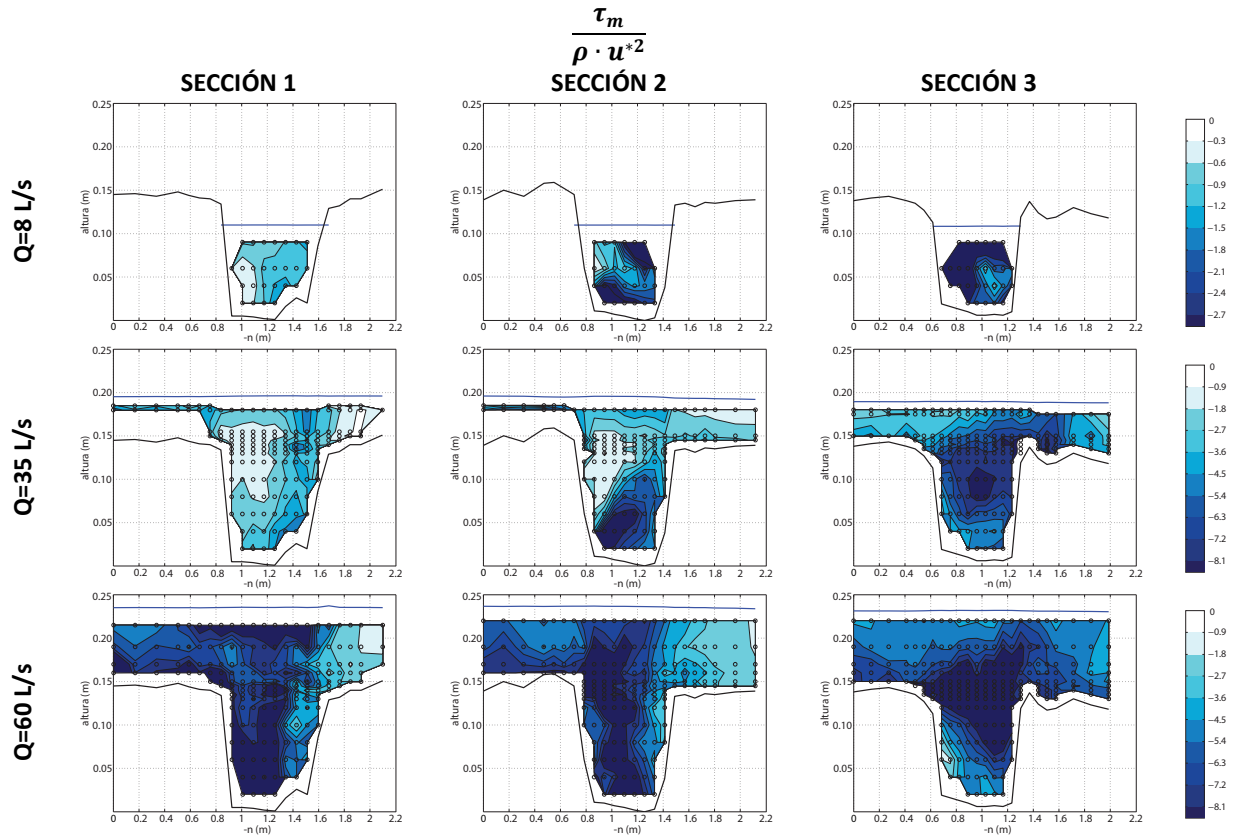
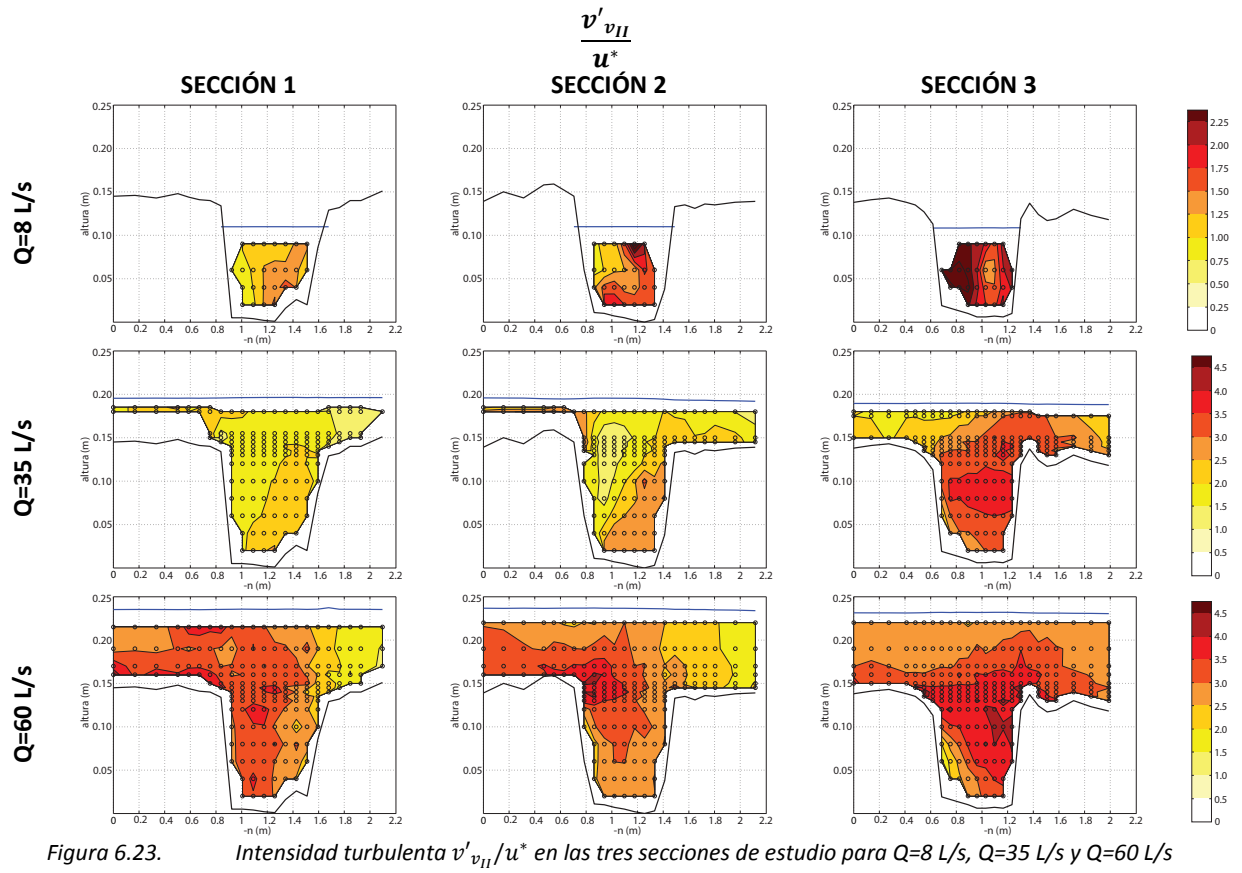
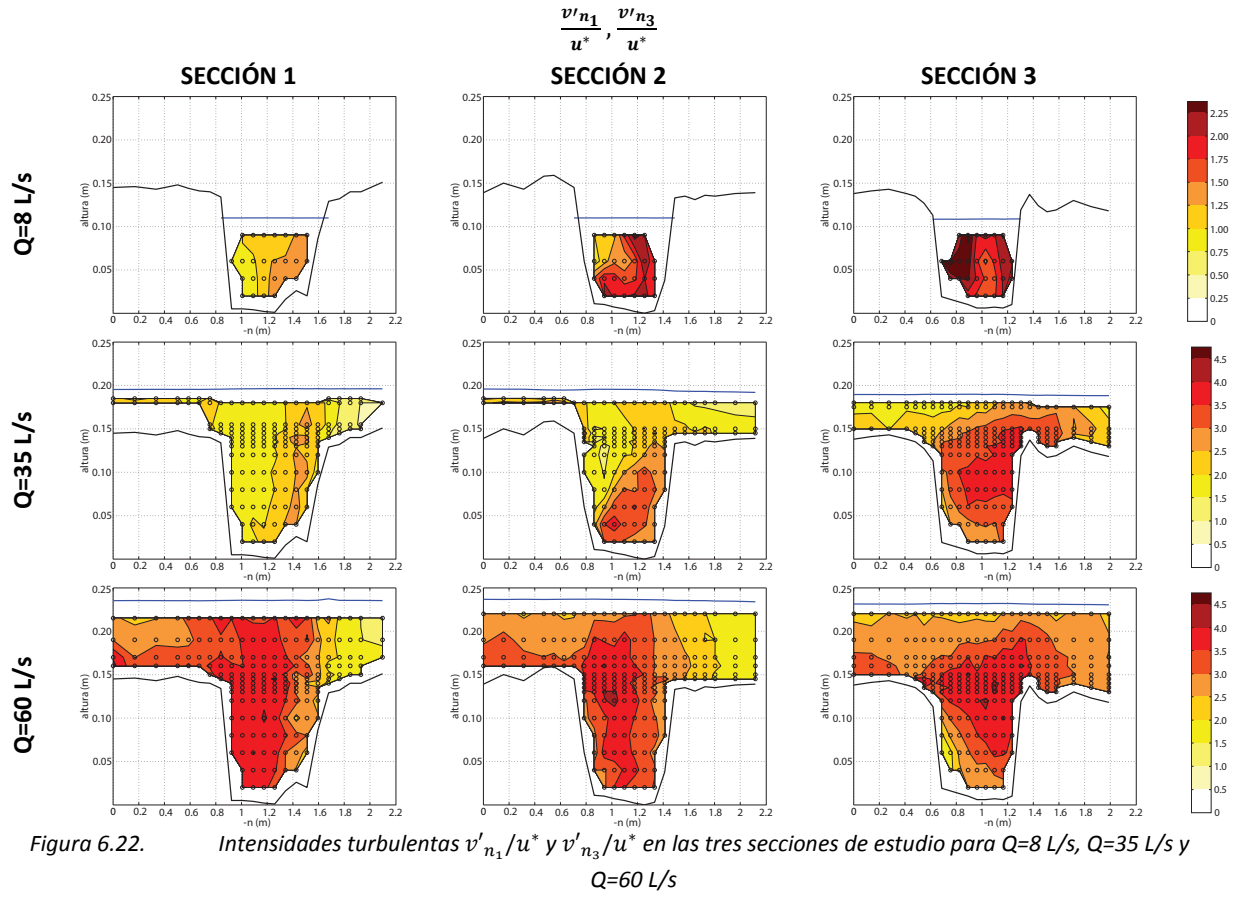


Figura 6.21. Tensión de Reynolds máxima  $\tau_m/(\rho u^2)$  en las tres secciones de estudio para  $Q=8$  L/s,  $Q=35$  L/s y  $Q=60$  L/s



A partir de los resultados presentados en este apartado puede decirse que existen diferencias importantes en la respuesta de las tensiones tangenciales y las normales a los cambios de sistemas de coordenadas. Las primeras muestran un comportamiento muy direccional: su magnitud y distribución varía sensiblemente según el sistema de referencia usado. En cambio, el patrón de tensiones normales apenas cambia al referirlas a unos nuevos ejes. En segundo lugar, la diferencia que se ha detectado en algunos casos entre el orden de magnitud de las tensiones tangenciales máximas y las curvilíneas confiere gran importancia al análisis direccional que se plantea en este Capítulo. En particular, puede tener aplicaciones importantes en términos de cálculo de estabilidad de secciones, puesto que se ha demostrado que la tensión tangencial máxima puede ser mucho mayor que las usadas tradicionalmente y presentar un desfase angular importante sobre ella. En la siguiente sección se particulariza la comparación de tensiones tangenciales según los distintos sistemas de coordenadas para varios perfiles de medida a lo largo del modelo físico.

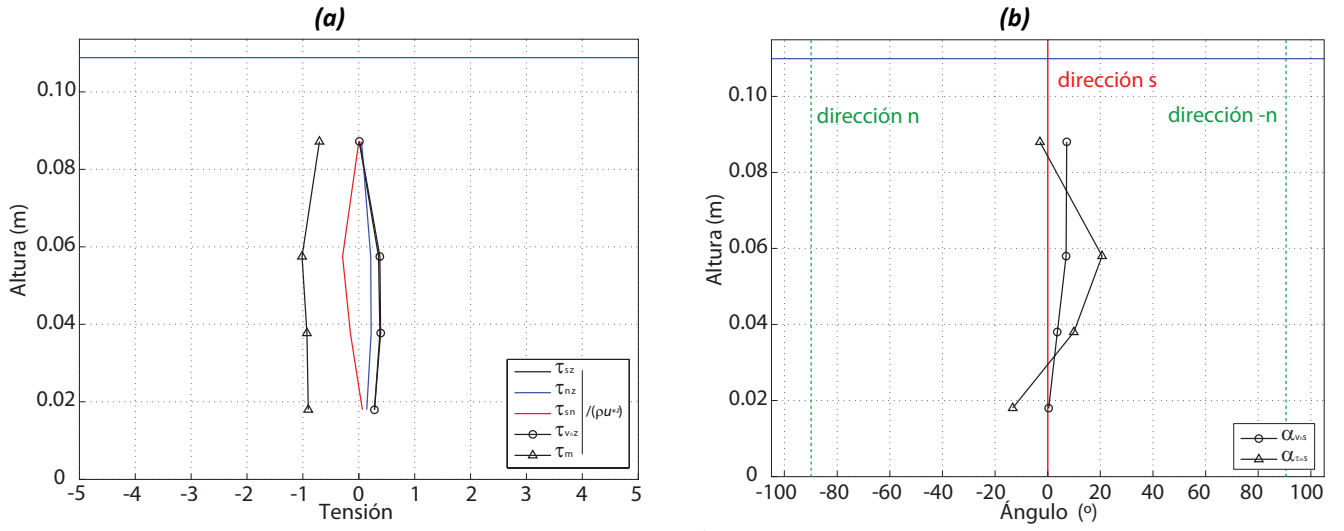
#### 6.2.4. Comparación de los patrones de turbulencia en los distintos sistemas de coordenadas

En el apartado anterior se han presentado los mapas de tensiones e intensidades turbulentas calculados según diferentes sistemas de coordenadas. Las características comunes a todos ellos son la localización de los valores máximos de la tensión tangencial y de la generación de energía cinética turbulenta. Los primeros se encuentran, para flujo simple y en general para la Sección 1, en el entorno de las paredes del modelo. En la inundación de baja sumergencia se observan tensiones elevadas en la capa inferior del flujo, mientras que para  $Q=60$  L/s los valores de tensión más relevantes se encuentran en el contacto entre el cauce y la llanura. Por último, en todos los casos, las zonas de generación de  $TKE$  coinciden con los intercambios de masa entre esas dos zonas.

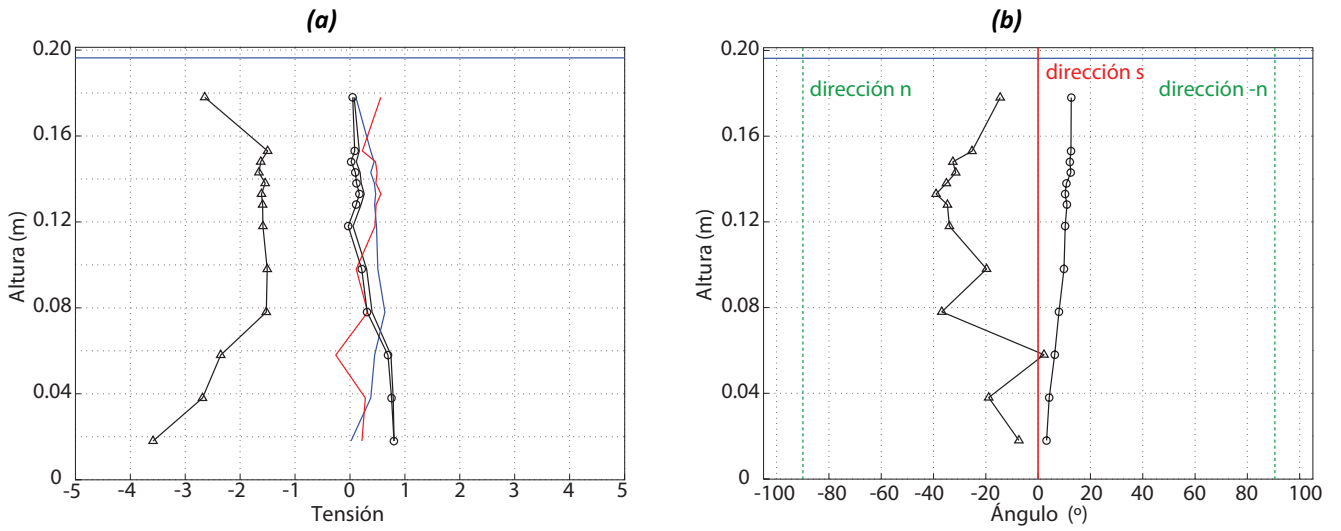
Los resultados referidos al sistema generado a partir de la dirección de la velocidad horizontal media son prácticamente coincidentes con los del sistema curvilíneo para el caso de flujo simple, puesto que  $v_h$  se encuentra alineada con la dirección  $s$  del canal. En la inundación de baja sumergencia el patrón de tensiones tangenciales es una superposición de la tensión  $\tau_{sz}$  en las zonas donde la velocidad se alinea con la orientación del cauce (capa inferior en general) y  $-\tau_{nz}$  donde lo hace con la dirección transversal (capa superior). La Sección 3 en el caso de  $Q=35$  L/s es un buen ejemplo de esta combinación. Sin embargo, para  $Q=60$  L/s, la tensión  $\tau_{v_h z}$  presenta, a lo largo de todo el modelo, el mismo patrón y una magnitud ligeramente menor a la de  $\tau_{nz}$ . Esto indica que para una condición de sumergencia alta el flujo está dominado por la dirección transversal, característica de las llanuras de inundación, y el sistema de referencia basado en la velocidad horizontal media no introduce cambios relevantes en el patrón de tensiones tangenciales. En cuanto a los ejes generados a partir del plano de tensión tangencial máxima, se replican los patrones ya comentados. Las diferencias más relevantes con respecto a los sistemas curvilíneo y de flujo horizontal son dos: en primer lugar no se observan cambios de signo, puesto que por definición la tensión es negativa. En segundo lugar, en el caso de  $Q=60$  L/s los valores elevados no se limitan al contacto entre el cauce y la llanura, sino que se observan tensiones de la misma magnitud en el entorno del fondo de las Secciones 1 y 2.

A continuación se analizan los perfiles de tensiones tangenciales según los distintos sistemas de referencia y la orientación en planta de los mismos para los puntos centrales de las tres secciones de estudio (Figura 6.24 a Figura 6.26). De esta forma se cuantifican los efectos de la curvatura y el flujo compuesto en el patrón de tensiones tangenciales, así como la variabilidad de la orientación de los ejes planteados y su relación con procesos de recirculación y transferencia de masa. La dirección de los ejes en cuestión (columna b de las Figuras) se evalúa a través del ángulo horizontal que forman  $v_h$  y el vector  $n_3$  con la dirección  $s$  ( $\alpha_{v_h s}$  y  $\alpha_{\tau_m s}$ , respectivamente).

**SECCIÓN 1**  
**Q=8 L/s**



**Q=35 L/s**



**Q=60 L/s**

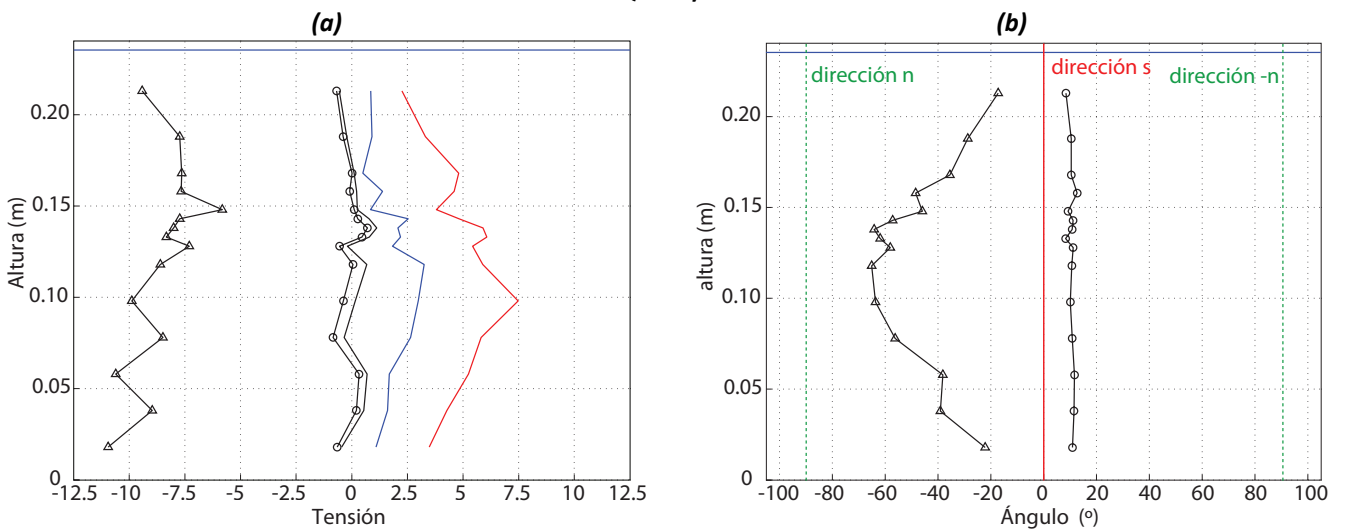
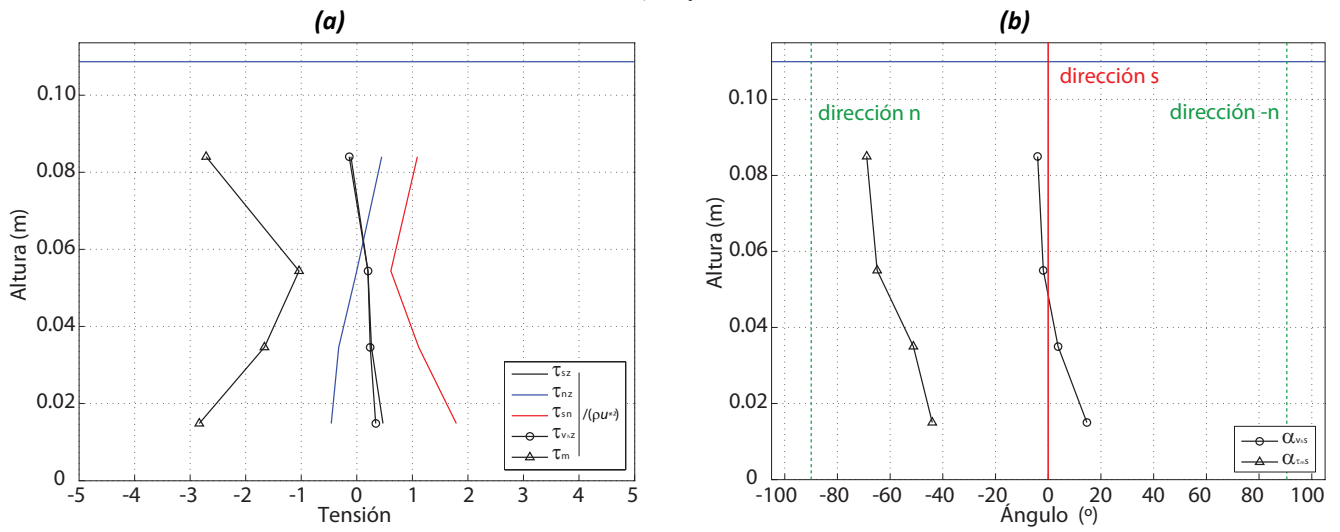
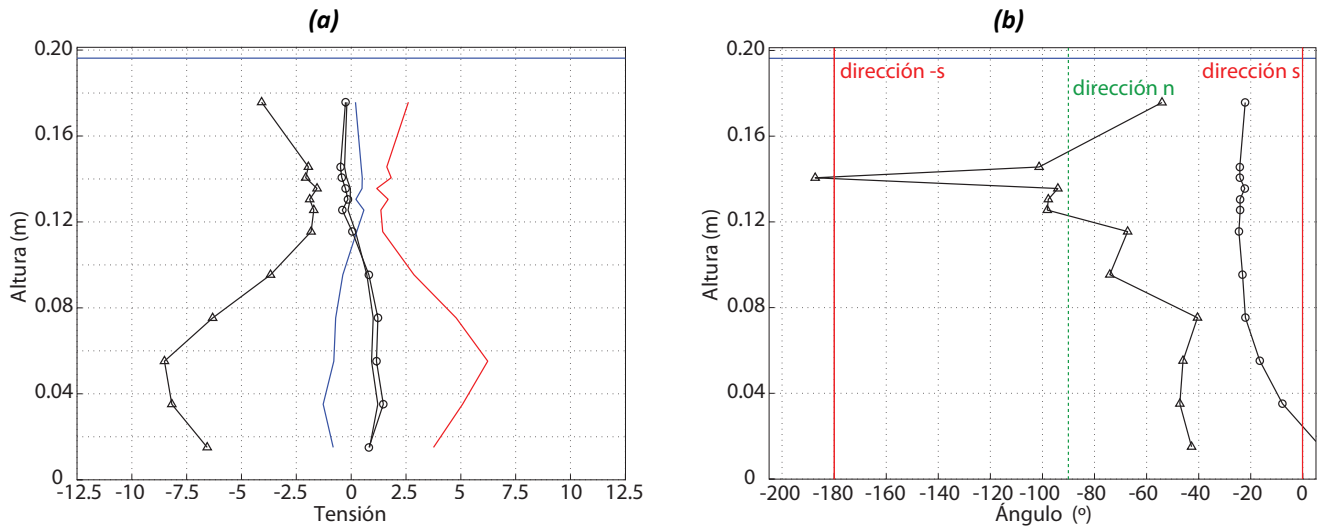


Figura 6.24. Magnitud (a) y orientación (b) de las tensiones tangenciales según los sistemas de referencia curvilíneo ( $\tau_{sz}$ ,  $\tau_{nz}$ ,  $\tau_{sn}$ ), de flujo horizontal medio ( $\tau_{vhs}$ ,  $\alpha_{vhs}$ ) y de tensiones tangenciales máximas ( $\tau_m$ ,  $\alpha_{\tau_m}$ ) para el punto central de la Sección 1 con caudales de 8, 35 y 60 L/s

SECCIÓN 2  
 Q=8 L/s


Q=35 L/s



Q=60 L/s

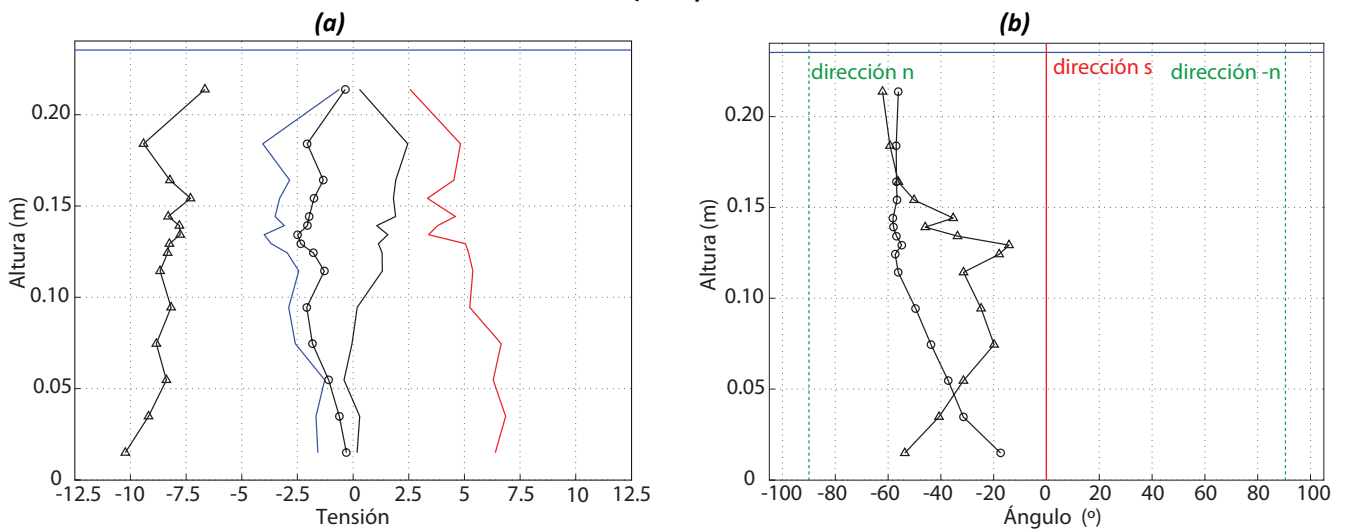


Figura 6.25. Magnitud (a) y orientación (b) de las tensiones tangenciales según los sistemas de referencia curvilíneo ( $\tau_{sz}$ ,  $\tau_{nz}$ ,  $\tau_{sn}$ ), de flujo horizontal medio ( $\tau_{vhs}$ ,  $\alpha_{vhs}$ ) y de tensiones tangenciales máximas ( $\tau_m$ ,  $\alpha_{\tau m s}$ ) para el punto central de la Sección 2 con caudales de 8, 35 y 60 L/s. Nótese que para Q=35 L/s en la columna (b) la escala angular es [-205 5]°

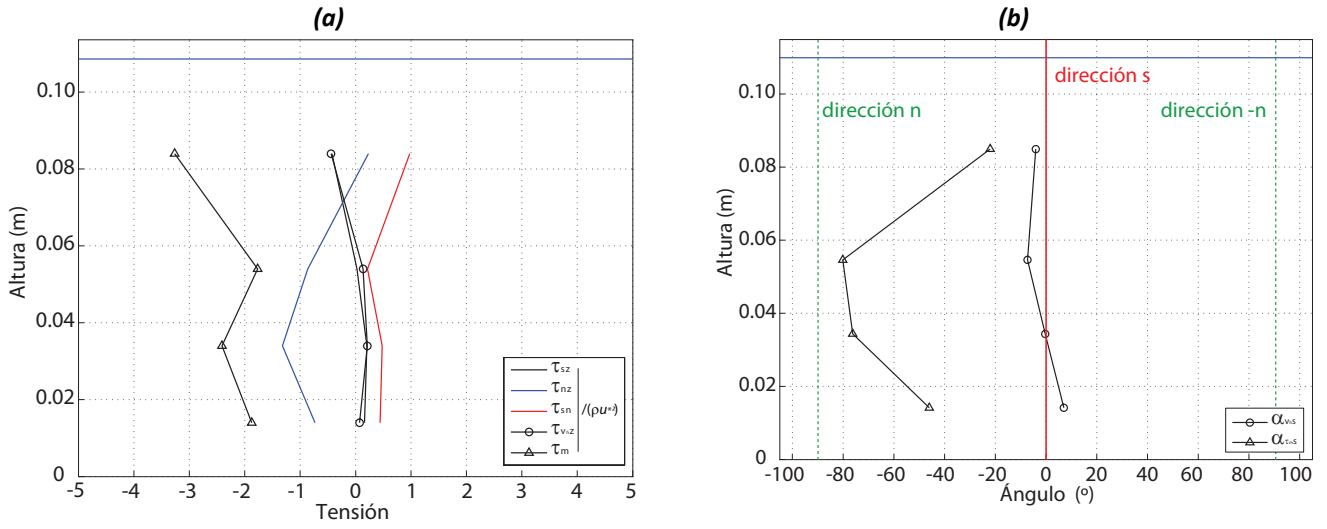
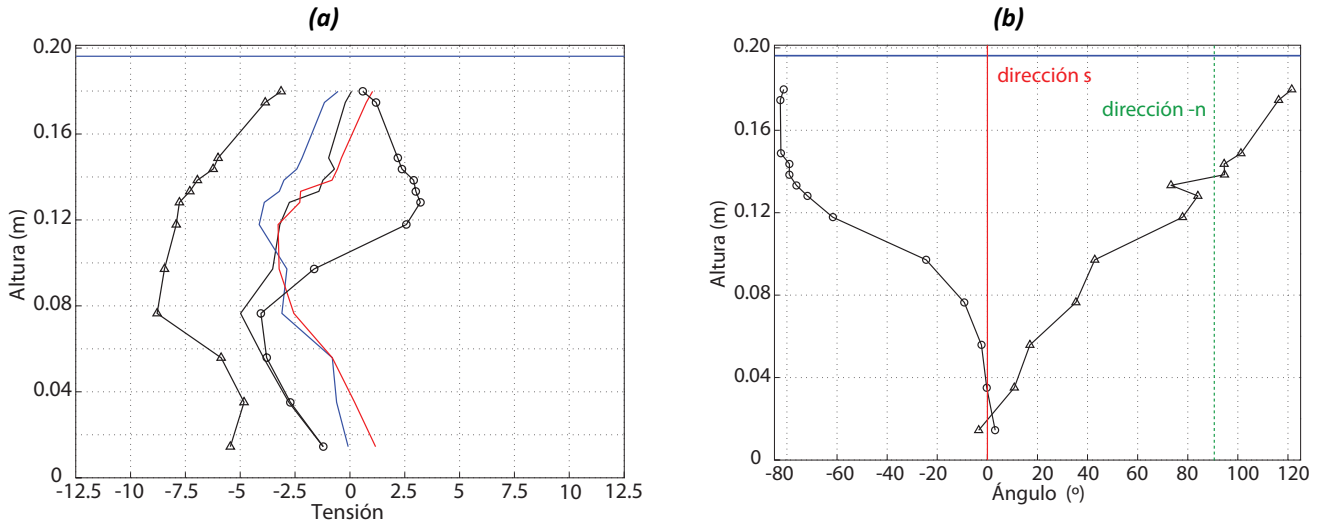
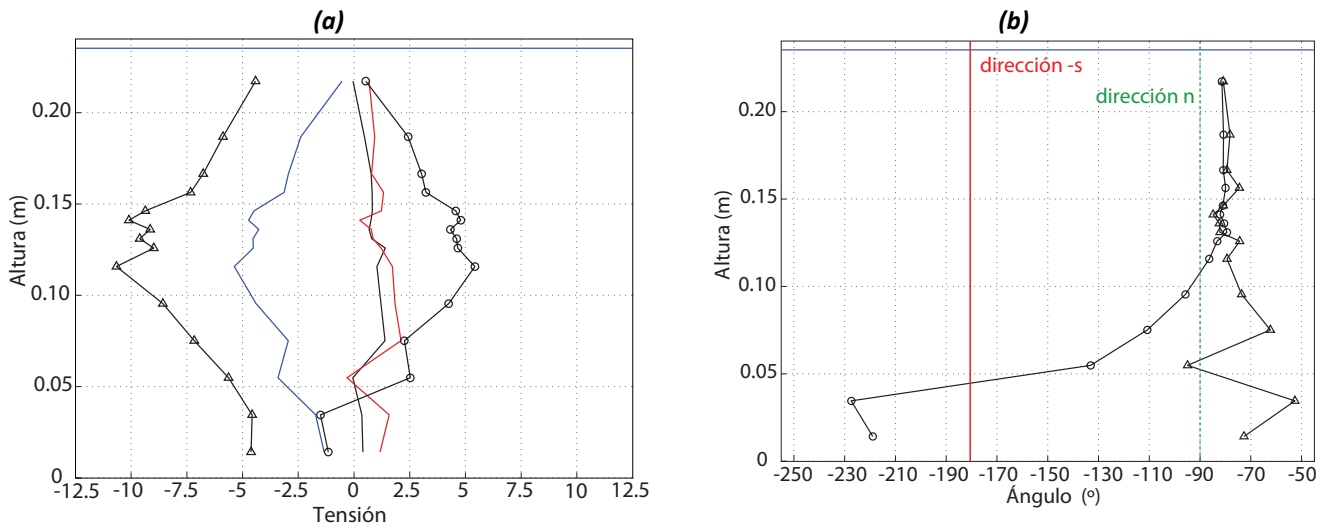
**SECCIÓN 3**  
**Q=8 L/s**

**Q=35 L/s**

**Q=60 L/s**


Figura 6.26. Magnitud (a) y orientación (b) de las tensiones tangenciales según los sistemas de referencia curvilíneo ( $\tau_{sz}$ ,  $\tau_{nz}$ ,  $\tau_{sn}$ ), de flujo horizontal medio ( $\tau_{vz}$ ,  $\alpha_{vis}$ ) y de tensiones tangenciales máximas ( $\tau_m$ ,  $\alpha_{tis}$ ) para el punto central de la Sección 3 con caudales de 8, 35 y 60 L/s. Nótese que para  $Q=35 \text{ L/s}$  y  $Q=60 \text{ L/s}$  en la columna (b) las escalas angulares son  $[-85 \text{ } 125]^\circ$  y  $[-255 \text{ } -45]^\circ$ , respectivamente.

En primer lugar se comparan los perfiles de tensiones en los distintos escenarios de flujo simple ( $Q=8$  L/s, Figura 6.24 a Figura 6.26 a). La magnitud de todas las componentes analizadas aumenta al pasar del tramo recto (Figura 6.24) al curvo (Figura 6.25) y se mantiene o desciende ligeramente en la Sección 3 (Figura 6.26). Por lo tanto, el aumento de la tensión tangencial inducido por la geometría curva se aprecia según todos los sistemas de referencia analizados. Esta tendencia se observa también en la zona inferior del perfil para  $Q=35$  L/s, y en mucha menor medida para  $Q=60$  L/s, puesto que en ese caso la influencia de la geometría del canal es prácticamente inapreciable. El flujo en llanura incrementa el valor de la tensión tangencial a lo largo de la dirección vertical, y genera un núcleo de tensión elevada en el contacto entre el cauce y la llanura ( $z=0.12$  m). La interacción entre ambas zonas se aprecia en forma de inestabilidades en el valor de la tensión calculada en el entorno de esa cota.

En los resultados calculados según los ejes curvilíneos ( $\tau_{sz}$ ,  $\tau_{nz}$ ,  $\tau_{sn}$ ) se observa el cambio de la tensión dominante en función de la sección y escenario de ensayo. Por ejemplo, en la Sección 3 (Figura 6.26 a) para  $Q=35$  L/s la magnitud de las tres tensiones curvilíneas es similar.  $\tau_{sz}$  y  $\tau_{nz}$  son ligeramente mayores que el resto en las franjas inferior y superior, respectivamente, indicando los efectos correspondientes a la fricción de fondo y el flujo en llanura. En cambio, para  $Q=60$  L/s, la componente de la tensión predominante en todo el perfil es  $\tau_{nz}$ , puesto que el rozamiento horizontal entre capas es más relevante que cualquier otro efecto en este caso.

En cuanto a la tensión calculada según la dirección de la velocidad horizontal ( $\tau_{v_{hz}}$ ), es prácticamente coincidente con  $\tau_{sz}$  en el caso de flujo simple y para todos los caudales en la Sección 1. En los escenarios de inundación su magnitud se aproxima a la de  $\tau_{sz}$  en las zonas donde el flujo sigue la dirección longitudinal del cauce ( $|\alpha_{v_{hs}}| < 20^\circ$ , mitad inferior de las Secciones 2 y 3 para  $Q=35$  L/s), y a la de  $\tau_{nz}$  en aquellas donde se orienta con la dirección transversal ( $|\alpha_{v_{hs}}| > 70^\circ$ ). Este sistema de referencia proporciona, por lo tanto, una buena estimación de la tensión tangencial en planos verticales aunque, como ya se ha comentado, en ciertos casos la componente dominante de los esfuerzos de corte se desarrolla en un plano horizontal. Por último, los perfiles de  $\tau_m$  son similares a los de  $\tau_{v_{hz}}$  en lo que se refiere a su patrón de aumento y disminución para  $Q=60$  L/s. Sin embargo, la magnitud de la tensión tangencial máxima puede llegar a triplicar a la de las tensiones calculadas según los sistemas curvilíneo y de velocidad horizontal media, como ocurre para los escenarios de inundación en algunos puntos del perfil del punto medio de la Sección 3 para ese caudal (Figura 6.26).

La columna (b) de las Figura 6.24 a Figura 6.25Figura 6.26 presenta la orientación en planta de los ejes de velocidad horizontal media ( $\alpha_{v_{hs}}$ ) y la normal al plano de tensión tangencial máxima ( $\alpha_{\tau_m s}$ ) con respecto al sistema de referencia curvilíneo. En todos los casos la referencia  $\alpha=0^\circ$  es la dirección longitudinal ( $s$ ), cuya posición se ha señalado en la gráfica junto con la del eje  $n$ . En la Sección 1 (Figura 6.24) la velocidad horizontal  $v_h$  se orienta según la dirección longitudinal del cauce en todos los escenarios de flujo ensayados. El perfil presenta una tendencia lineal para los casos de flujo simple y  $Q=35$  L/s, mientras que para  $Q=60$  L/s los valores de  $\alpha_{v_{hs}}$  son prácticamente constantes a lo largo de toda la vertical. Este efecto, debido al aumento de la sumergencia, se observa también en la Sección 3 (Figura 6.26), donde el perfil de  $v_h$  pasa de una reorientación de  $90^\circ$  para  $Q=35$  L/s a aproximadamente la mitad para  $Q=60$  L/s (exceptuando la zona de contraflujo cercana al fondo). Por lo demás, se confirma que para el escenario de baja sumergencia el flujo está influenciado por la geometría del cauce, puesto que  $\alpha_{v_{hs}}$  toma valores bajos cerca del fondo del canal.

En cuanto al ángulo formado por la tensión tangencial máxima y la dirección longitudinal ( $\alpha_{\tau_m s}$ ), en la Sección 1 fluctúa en torno a la dirección  $s$  con un margen de hasta  $20^\circ$  para el caso de caudal simple (Figura 6.24 a). La aparición de flujo en llanura aumenta su valor, y sus máximos se localizan en torno a  $z=0.12$  m, que es aproximadamente la cota del cauce. Al analizar los perfiles en las Secciones 2 y 3 se comprueba que el efecto de la sumergencia en el patrón de  $\alpha_{\tau_m s}$  depende del caudal (Figura 6.25 y Figura 6.26). Para  $Q=35$  L/s el valor de  $\alpha_{\tau_m s}$  disminuye en el cauce y aumenta en la llanura con respecto a la calculada para el escenario de flujo simple, mientras que en la inundación de alta sumergencia toma valores del mismo orden o incluso menores que para  $Q=8$  L/s. Este comportamiento muestra por lo tanto semejanzas entre la orientación del plano de tensión tangencial máxima en el ensayo de flujo simple y el de  $Q=60$  L/s.



Con los resultados presentados no es posible obtener una correlación entre los valores de  $\alpha_{v_h}$  y  $\alpha_{\tau_m}$ . Sin embargo, resulta interesante estudiar el desfase angular entre ambos ( $\gamma = |\alpha_{v_h} - \alpha_{\tau_m}|$ ). Un valor de  $\gamma$  igual a 0 ó 180° indicaría que el plano de tensión tangencial máxima es perpendicular a  $v_h$ , por lo que se relaciona este valor de desfase con fenómenos transversales de recirculación y transferencia de masa. Aplicando el mismo razonamiento, para  $\gamma = 90$  ó 270° el plano de tensión tangencial máxima contiene a la velocidad horizontal, que, según la Figura 6.24 tiene una orientación muy similar a la velocidad total es reducida en la mayor parte del área analizada. Puede interpretarse el valor de desfase mencionado como indicativo de la influencia del flujo principal en el modelo.

La Figura 6.27 presenta los valores de  $\gamma$  para la vertical central de cada una de las secciones analizadas en todos los escenarios de ensayo. En la Sección 1 se observa cómo, en ausencia de curvatura, el desfase pasa de valores en torno a 10° para el caso de flujo simple -menos relevante, puesto que las tensiones tangenciales son muy poco significativas en ese caso- a  $\gamma \approx 90^\circ$  para  $Q=60$  L/s. Este último valor de orientación relativa indica que la máxima tensión tangencial se produce aproximadamente en la dirección del flujo horizontal, probablemente debido a la fricción entre el agua que circula por el cauce principal (masa rápida) con la que va por las llanuras (masa lenta).

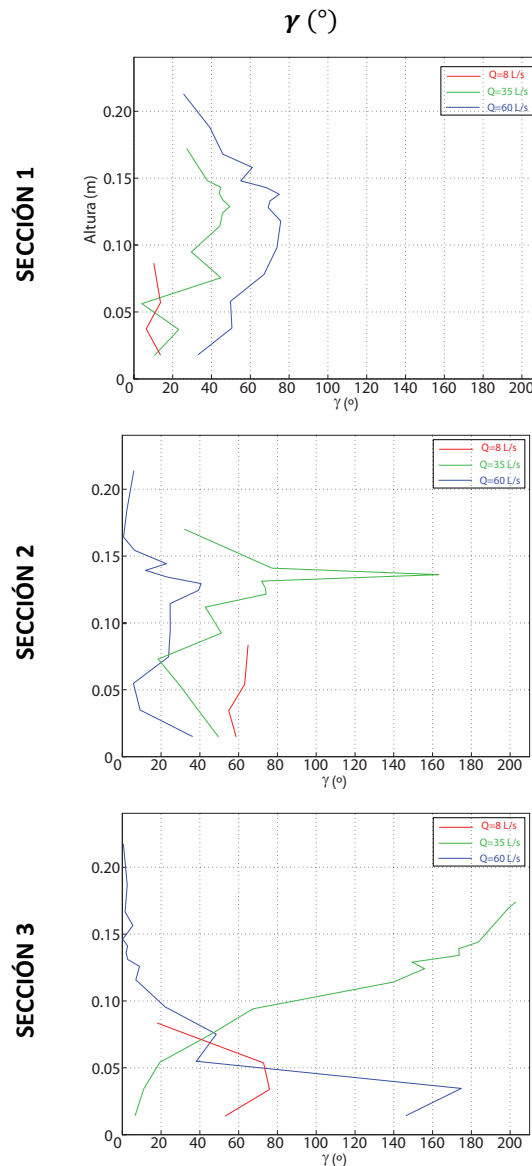


Figura 6.27. Desfase angular entre la velocidad horizontal y la normal al plano de tensión máxima ( $\gamma = |\alpha_{v_h} - \alpha_{\tau_m}|$ ) para las distintas secciones y escenarios de ensayo.

En la Sección 3 se observan los valores característicos de  $\gamma$  ya comentados: para  $Q=35$  L/s el desfase entre la velocidad horizontal y la tensión tangencial máxima es del orden de  $180$  y  $0^\circ$  en la zona superior e inferior del perfil, respectivamente. Se trata de dos áreas donde la circulación transversal tiene un gran peso, ya sea por el flujo en llanura (capa superior) o por las corrientes secundarias (capa inferior). En la transición entre ambas (zona de contacto),  $\gamma$  toma valores intermedios, indicando la existencia de fricción en la dirección longitudinal por el contacto entre las dos masas de agua. Para  $Q=60$  L/s la franja de valores intermedios es mucho menor, ya que el patrón de velocidades y tensiones está gobernado prácticamente en su totalidad por el flujo en llanura ( $\gamma=0^\circ$ ). En la Sección 2 se identifica un comportamiento mixto entre los dos anteriores, con valores de desfase angular en torno a los  $45^\circ$  en los tres escenarios de ensayo.

Del análisis planteado en este apartado se puede concluir que un sistema de coordenadas fijo como el curvilíneo es demasiado rígido para el estudio de flujos de esta complejidad, mientras que los ejes que dependen de variables hidrodinámicas ( $v_h, \tau_m$ ) presentan una variación espacial demasiado grande como para poder comparar sus resultados. Por todo ello, es necesaria una metodología que permita caracterizar flujos complejos en términos de turbulencia independientemente del sistema de referencia utilizado. En el siguiente apartado se presenta la técnica de los invariantes de Lumley como alternativa a este problema.

### 6.3. Análisis de la anisotropía de la turbulencia

La técnica de los invariantes fue propuesta por Lumley y Newman (1977) para analizar la anisotropía de la turbulencia. Se trata de una herramienta muy útil, en particular en flujos tridimensionales sobre morfologías complejas, puesto que está basado en parámetros que son independientes del sistema de referencia usado. Se centra en el análisis del tensor de anisotropía  $B = \{b_{ij}\}$ , que es el resultado de descomponer el tensor de tensiones en una parte isotrópica y otra no-isotrópica. Su expresión es la siguiente:

$$b_{ij} = \frac{\overline{v'_i v'_j}}{2k} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \quad [6.13]$$

donde  $v'_i$  es la fluctuación instantánea de la velocidad en la dirección  $i$ ,  $\delta_{ij}$  es la función del Delta de Kronecker y  $k$  es la energía cinética turbulenta del flujo. La teoría de Lumley está basada en el análisis de los invariantes de este tensor. Según el teorema de Cayley-Hamilton (Chassaing, 2000),  $b_{ij}$  tiene dos invariantes independientes no nulos, que son, utilizando la notación de Einstein:

$$II = b_{ij} b_{ji} \quad [6.14]$$

$$III = b_{ik} b_{kj} b_{ji} \quad [6.15]$$

El dominio de los valores que pueden tomar  $II$  y  $III$  se reduce al interior de un triángulo curvo, representado en la Figura 6.28. Sus límites definen varios estados turbulentos característicos: en primer lugar, el origen del gráfico ( $II=0$ ,  $III=0$ ) corresponde a la turbulencia tridimensional isotrópica, para la que las tensiones tangenciales son nulas y las tres tensiones normales son iguales. La transición de la turbulencia 3D a la 2D está delimitada por dos estructuras características. La denominada *turbulencia pancake* lleva ese nombre porque representa una situación en la que dos de las componentes de la fluctuación son iguales y sensiblemente mayores que la tercera. La forma de un volumen definido por los puntos ( $v'_i, v'_j, v'_k$ ) recuerda a la de un *pancake*. Con el mismo razonamiento se define la *turbulencia cigar* como aquella en la que dos de las componentes de la fluctuación son iguales y sustancialmente menores que la tercera. Ambos estados son considerados como transiciones. El primero de ellos es el paso de la turbulencia tridimensional a la bidimensional isotrópica (si la menor de las componentes desaparece), que se encuentra representada por la recta que limita superiormente el triángulo de Lumley. Por su parte, si una estructura tridimensional *cigar-shaped* se extruye sobre su eje acaba por convertirse en una línea, y por lo tanto en un estado 1D, que se materializa en la gráfica en el vértice superior del triángulo. Cualquier estado de turbulencia está enmarcado dentro de los límites de la gráfica de Lumley. Puede decirse que, en ella, el valor de  $-II$  representa el grado de anisotropía y el de  $III$ , su naturaleza (Smalley et al, 2002).

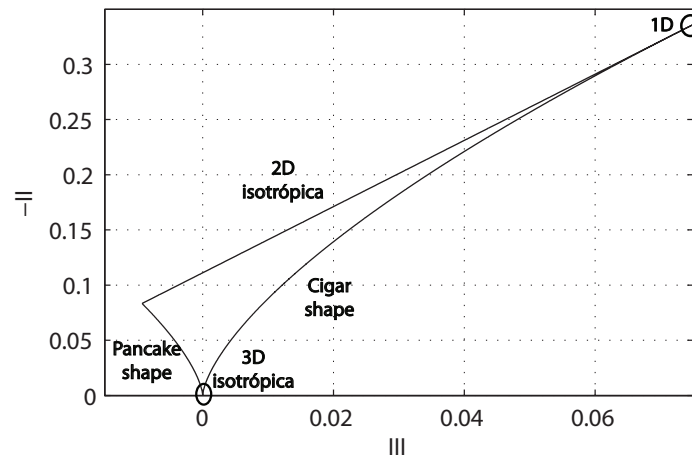


Figura 6.28. Triángulo de Lumley. Adaptado de Lumley & Newman (1977)

En este apartado se analizará el valor de los invariantes de anisotropía en las secciones y escenarios de ensayo. Se espera encontrar estados característicos en determinados puntos del modelo. Por ejemplo, la turbulencia en puntos cercanos a un borde sólido o a la superficie de contacto entre el flujo en el cauce y en la llanura está condicionada por su presencia, y eso debería reflejarse en el análisis de su anisotropía. Por lo tanto, se tratará de relacionar la estructura turbulenta del flujo con la morfología del tramo y sus condiciones hidrodinámicas. Se utilizará, además de la técnica de *Lumley*, la metodología del análisis de cuadrantes, utilizada hasta el momento por otros autores (*Hurther, 2001*) para caracterizar fenómenos de corte (*shear events*) a través de la distribución espacial de la turbulencia.

### 6.3.1. Invariantes turbulentos para las secciones y escenarios de ensayo

En este apartado se presentan los mapas de invariantes de anisotropía para todos los puntos de medida en los distintos escenarios de ensayo. La Figura 6.29 presenta estos resultados segregados en la dirección  $n$ , diferenciando los puntos de las llanuras de inundación (verde y azul) de los del cauce principal (rojo). En el ensayo de flujo simple se observa una cierta tendencia hacia distribuciones isotrópicas a medida que se avanza en el modelo. En la Sección 1 la mayor parte de los puntos se encuentran entre los límites de la turbulencia *pancake* y *cigar*, alejados de la isotropía bidimensional. Sin embargo, en la Sección 2 se observan varios puntos sobre la línea que define la turbulencia *cigar-shaped*, probablemente coincidiendo con zonas donde el flujo tiene tendencia unidimensional. En la Sección 3 los resultados se redistribuyen ligeramente, acercándose al punto de turbulencia 3D isotrópica y con resultados en los dos límites laterales del triángulo de Lumley.

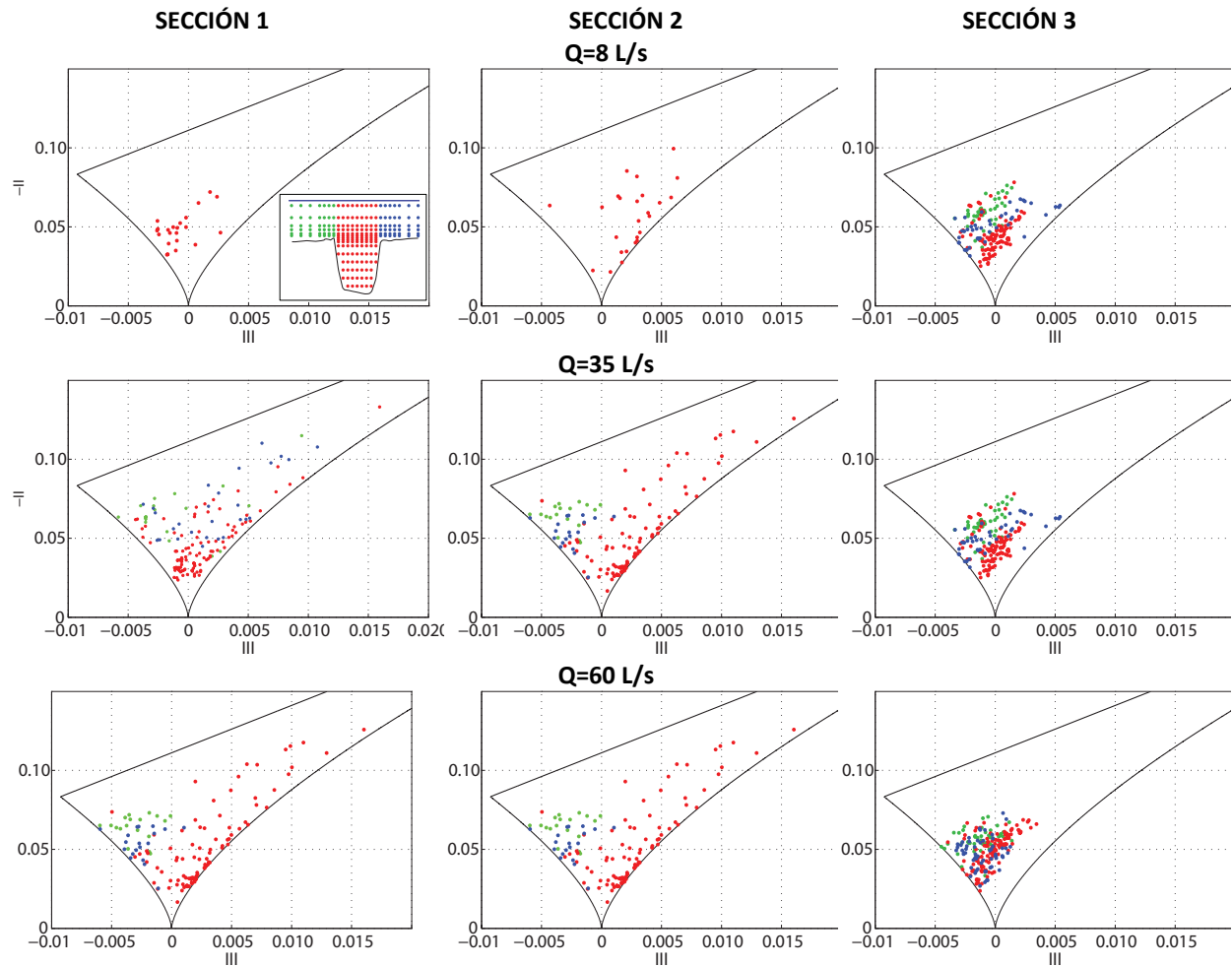


Figura 6.29. Mapas de invariantes de anisotropía para todas las secciones y escenarios de ensayo según su posición en la dirección  $n$ : cauce (rojo) y llanura (verde y azul).

La aparición del flujo en llanura induce dos dinámicas claras en las Secciones 1 y 2: en primer lugar, una mayor dispersión de los resultados (se observan puntos más cercanos a la turbulencia 2D isotrópica e incluso con cierta tendencia unidimensional). En segundo lugar, se aprecia la segregación entre el flujo en el cauce principal (cercano a la turbulencia *cigar-shaped*, y por lo tanto con una componente dominante sobre las otras dos) y el correspondiente a las llanuras de inundación. Los puntos de este último presentan una mayor dispersión (especialmente en la Sección 1), pero se identifica su cercanía a la turbulencia *pancake*. Esta dualidad es coherente con un comportamiento unidimensional en el cauce y por el flujo bidimensional propio de canales anchos en las llanuras de inundación. En estas dos primeras secciones apenas se aprecian diferencias entre los resultados para  $Q=35$  L/s y  $Q=60$  L/s.

En cuanto a los resultados de la Sección 3, su dispersión se reduce claramente con respecto a los de las dos anteriores. La estructura de la turbulencia en los puntos del cauce se encuentra alejada del límite *cigar-shaped*, salvo para un número reducido de puntos del ensayo de baja sumergencia. Sin embargo, algunos puntos siguen estando cerca del estado de turbulencia *pancake*. Además, no existe una diferenciación clara entre los resultados para cauce y llanura de inundación, especialmente en el caso de  $Q=60$  L/s. Esto pone de manifiesto que la dinámica del flujo en ambas zonas es en este caso similar y dificulta la segregación, al menos en dirección transversal, de los procesos que ocurren en ambas.

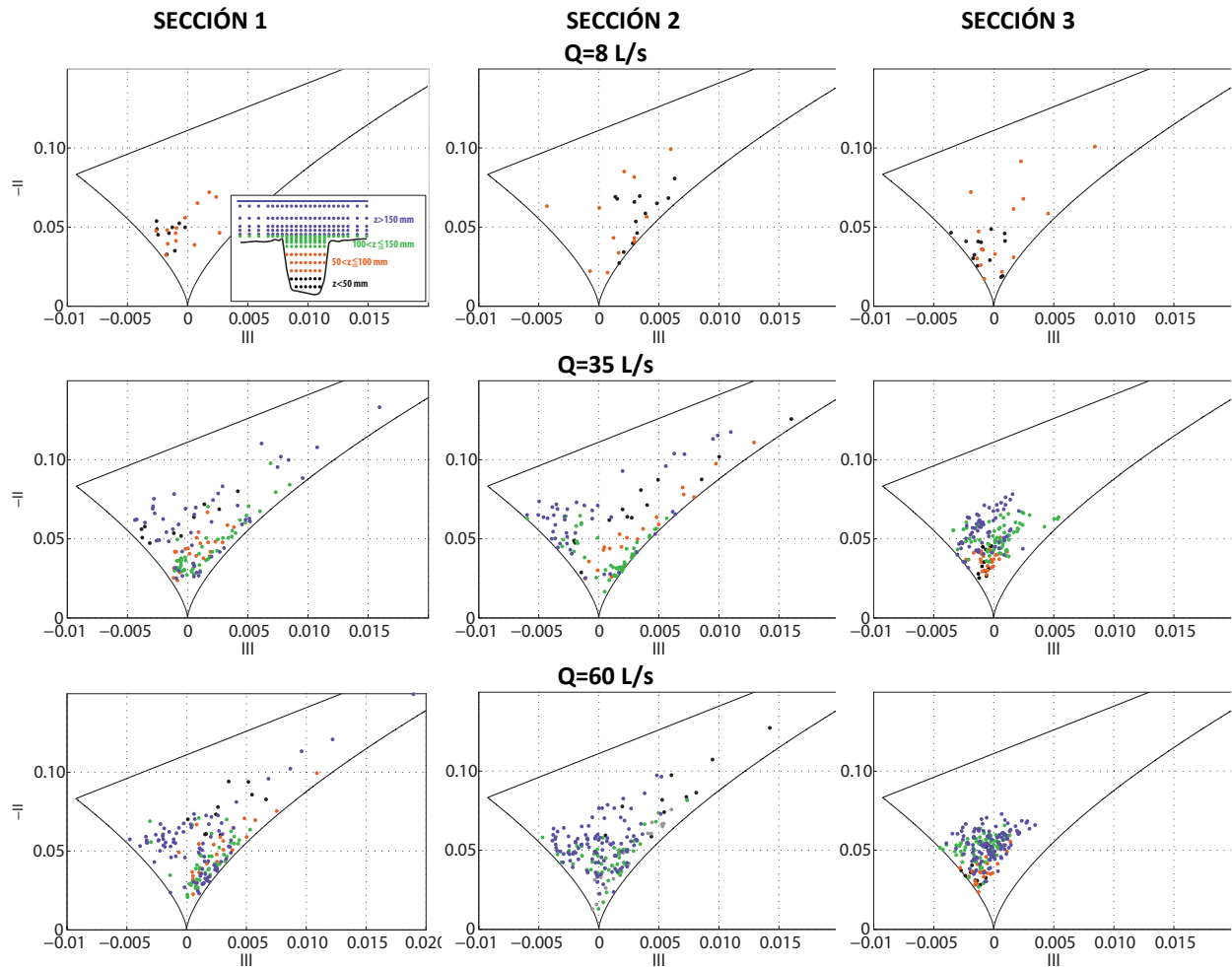


Figura 6.30. Mapas de invariantes de anisotropía para todas las secciones y escenarios de ensayo según su posición en la dirección  $z$

Para caracterizar completamente la estructura de la turbulencia del flujo es necesario analizar la evolución vertical de los resultados (Figura 6.30). No se observa segregación vertical para el caso de  $Q=8$  L/s. Podría esperarse que se apreciase el efecto de las corrientes secundarias, que cambian el sentido de la circulación transversal entre la zona superior y la inferior de la sección, pero los resultados de la Sección 2 (donde tienen mayor peso) no son concluyentes en este sentido. En la inundación de baja sumergencia ( $Q=35$  L/s) se observa el mismo patrón vertical de variación de la estructura de la anisotropía de la turbulencia para las tres secciones de estudio. En la zona cercana al fondo ( $z < 0.05$  m) el flujo tiene una estructura genérica tridimensional, con cierta tendencia a la turbulencia *pancake*. Al aumentar la cota ( $0.05 \text{ m} < z < 0.10$  m) comienza a aproximarse a la turbulencia *cigar*, con una componente dominante sobre las dos restantes. Esto es coherente con la existencia de corrientes secundarias de relevancia, puesto que la turbulencia en las direcciones del plano de esas circulaciones adquiere una relevancia similar. Esta tendencia se mantiene aproximadamente hasta una cota  $z=0.15$  m, a partir de la cual el flujo vuelve a desarrollar una estructura tridimensional y, en ciertas zonas, *pancake* (bidimensional). Esto indica que el flujo en llanura se desarrolla libremente en dos direcciones, puesto que, al contrario del canal principal, no tiene restricciones por el ancho. Esta evolución se observa en las tres secciones de ensayo para este caudal, y es muy evidente en el caso de la Sección 2, lo cual indica que la curvatura del canal (máxima en esa área) está relacionada con ella. En la Sección 1 el flujo no llega a aproximarse tanto a la estructura *cigar*, mientras que en la Sección 3, además de eso, se observa que el retorno hacia la estructura tridimensional inicial se produce a una cota menor ( $z=0.10$  m). Puesto que ese retorno es indicativo de la influencia del flujo en llanura, puede decirse que en este último caso (Sección 3) el efecto de la llanura alcanza capas inferiores del flujo.

Para  $Q=60$  L/s no se observa una dinámica tan clara como la del ensayo de baja sumergencia. Los resultados de cada una de las franjas verticales definidas presentan una dispersión mayor: no se observan puntos en la línea de la turbulencia *cigar*, y los resultados correspondientes a las dos capas superiores ( $0.10\text{ m} < z < 0.15\text{ m}$  y  $z > 0.15\text{ m}$ ) son similares entre sí (especialmente en la Sección 3). Esto indica que incluso a cotas inferiores a la altura del cauce ( $z \approx 0.12\text{ m}$ ) el flujo sigue la dinámica impuesta por su capa superior, conclusión coherente con todas las obtenidas hasta el momento.

Para ilustrar algunas de las tendencias comentadas, en la Figura 6.31 se presentan los perfiles a lo largo de la dirección transversal ( $z=150\text{ mm}$  y  $z=180\text{ mm}$ ) y vertical (punto central) de la Sección 2 para la inundación de baja sumergencia. Para  $z=150\text{ mm}$  (30 mm por encima del nivel del cauce, Figura 6.31 a) la distribución de la turbulencia de la llanura está claramente diferenciada de la del cauce. La primera (representada en verde y azul) presenta una clara tendencia a la turbulencia *pancake*, mientras que al pasar al canal principal hay un cambio brusco hacia el límite de la turbulencia *cigar*. Este patrón se explica teniendo en cuenta que el flujo en las llanuras de inundación es bidimensional, con una magnitud en el plano horizontal mucho mayor que en la vertical. En cambio, en la zona central de la sección, a pesar de encontrarse los puntos de análisis por encima del nivel del cauce, la circulación todavía se encuentra condicionada por su geometría.

Al aumentar la cota ( $z=180\text{ mm}$ , 60 mm por encima del nivel del cauce, Figura 6.31 b) se sigue observando la diferencia entre la distribución espacial de la turbulencia en las llanuras de inundación y el cauce, aunque sus patrones de anisotropía, especialmente el de este último, varían ligeramente. Los puntos correspondientes a las llanuras siguen encontrándose en el entorno de la turbulencia *pancake* (donde dos de las componentes son similares y sensiblemente mayores que la tercera). Sin embargo, hay un claro descenso del nivel de anisotropía de la llanura izquierda a la derecha. Esta disminución podría deberse a la presencia de la mota en la margen derecha de la sección, que amortigua la componente principal de la fluctuación y la iguala al resto. En esa zona pueden producirse además procesos de mezcla que homogeneízan la turbulencia. Este fenómeno no se observó en el perfil correspondiente a  $z=150\text{ mm}$ , puesto que en aquel caso la cercanía al fondo es mayor y condiciona los resultados más que la proximidad a las paredes laterales.

En cuanto al cauce principal, igual que en el caso anterior presenta una estructura distinta a la de las llanuras de inundación, pero en este caso no se observa ninguna tendencia hacia un patrón característico: los resultados de los puntos centrales de la sección se encuentran en la zona de turbulencia tridimensional, con un nivel de anisotropía mayor que los de las llanuras. Esto indica que el flujo en esa zona no sigue la misma tendencia 2D que en las llanuras, probablemente porque la interacción con la circulación en la capa inferior del flujo provoca el aumento de la turbulencia vertical.

Por último, el perfil vertical de invariantes de la anisotropía (Figura 6.31 c) muestra cómo el flujo pasa de un estado tridimensional general cerca del fondo ( $z < 50\text{ mm}$ ) a uno con una componente dominante en su franja intermedia ( $100\text{ mm} < z < 150\text{ mm}$ ). En la capa cercana a la superficie ( $z > 150\text{ mm}$ ) la tendencia es, de nuevo, el alejamiento de los límites del triángulo de Lumley. Esta evolución pone de manifiesto que la interacción entre el cauce y las llanuras de inundación condiciona la distribución espacial de la turbulencia, orientándola según una dirección preferente.

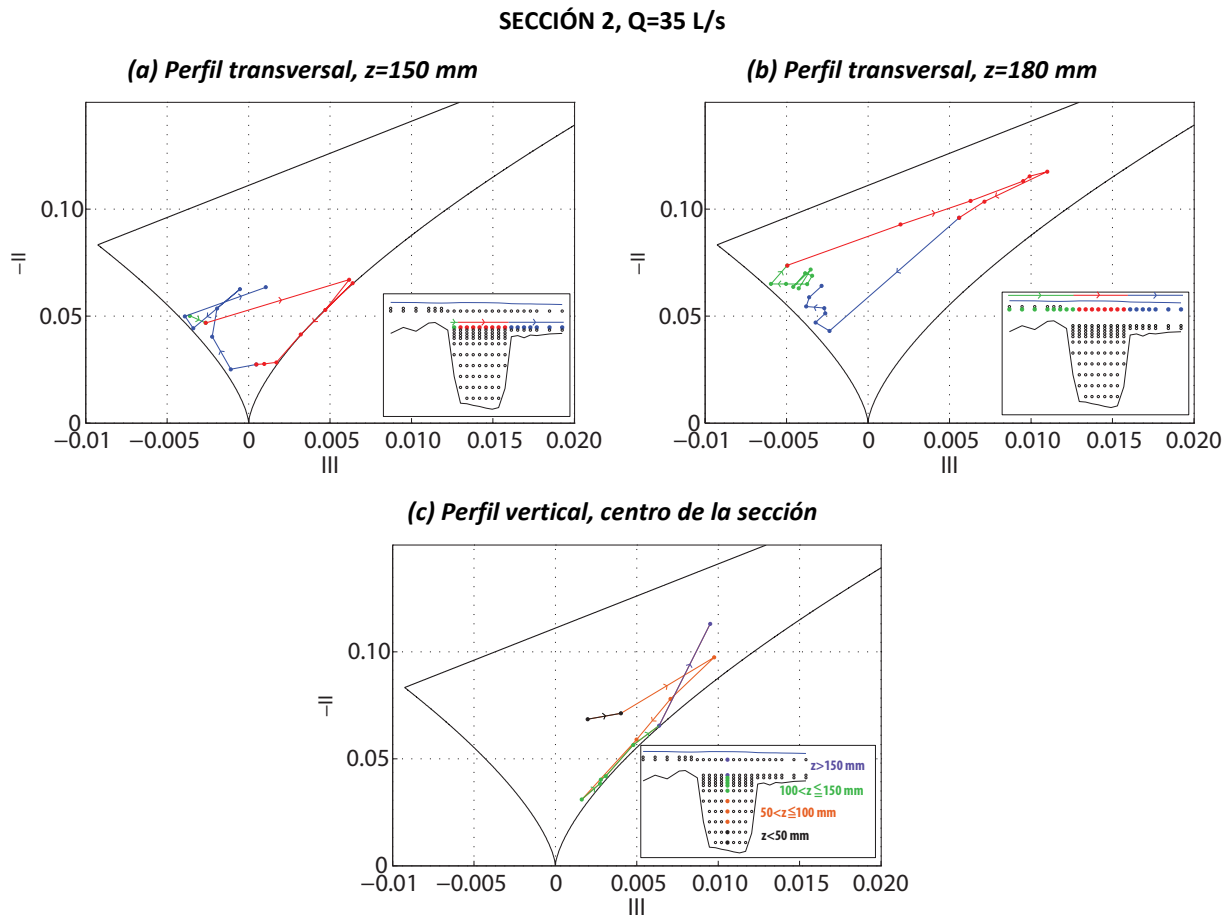
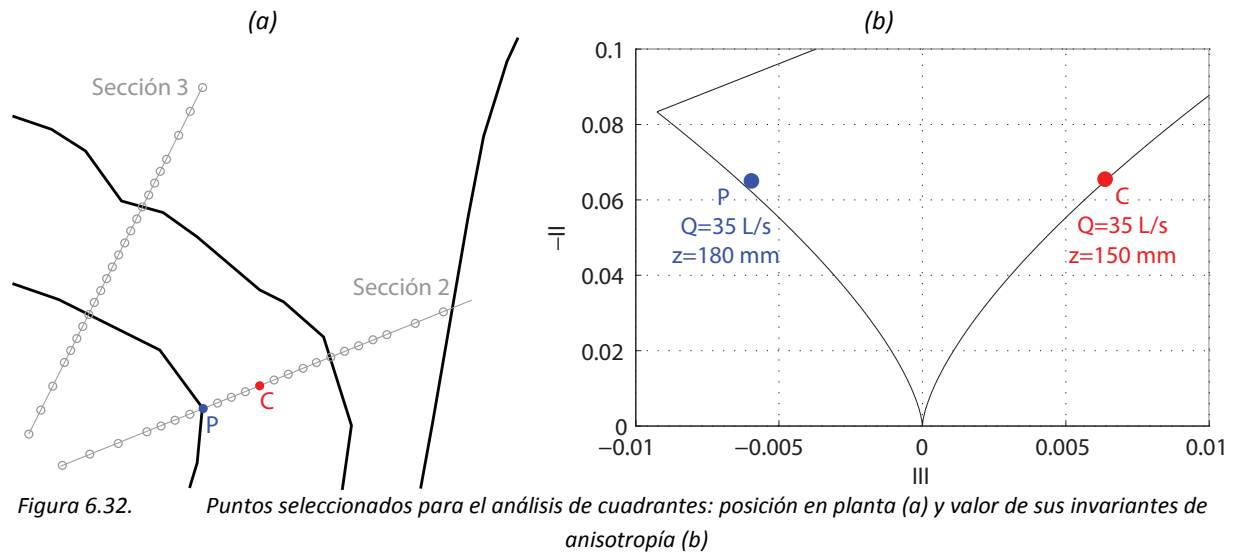


Figura 6.31. Evolución transversal (a y b) y vertical (c) de los invariantes de anisotropía en la Sección 2 para  $Q=35$  L/s.

Los mapas de invariantes de anisotropía presentados en este apartado han servido para identificar procesos hidrodinámicos que hasta se ahora se habían analizado en el marco de distintos sistemas de referencia, como la interacción entre cauce y llanura, la bidimensionalidad/tridimensionalidad del flujo y en algún caso la presencia de corrientes secundarias. Además, se han detectado puntos cuya distribución espacial de la turbulencia puede caracterizarse como puramente *pancake* o *cigar*. En el siguiente apartado se analizará la relación que esa distribución tiene con la hidrodinámica general del tramo.

### 6.3.2. Identificación de estructuras anisotrópicas particulares. Análisis de cuadrantes

La metodología de los invariantes de la anisotropía de Lumley presentada en el apartado anterior resulta muy útil en la identificación de estructuras turbulentas en el flujo: indica la magnitud de la turbulencia y su distribución espacial, aunque no la orientación de las estructuras identificadas. En este apartado se plantea estudiarla usando la técnica conocida como análisis de cuadrantes (*quadrant analysis*), que consiste en la representación dos a dos de las componentes de la fluctuación de la velocidad. Se trata de una herramienta empleada habitualmente en la identificación de estructuras coherentes (Hurth, 2001), puesto que en función de la magnitud y el signo de la correlación entre componentes de la fluctuación se pueden identificar eventos de interacción externa (*outward interaction*), eyección (*ejection*), interacción interna (*inward interaction*), y barrido (*sweep*) (Nakagawa y Nezu, 1977).



Para aplicar esta metodología de análisis es necesario orientar las velocidades y fluctuaciones según un sistema de coordenadas. En esta tesis se emplearán tanto los planteados en el Apartado 6.2 (curvilíneo  $\{s, n, z\}$ , flujo horizontal  $\{v_h, v_p, z\}$  y tensiones tangenciales máximas  $\{n_3, n_1, v_{II}\}$ ) como el definido por los ejes de tensiones principales en los puntos de estudio, es decir, los autovectores  $\{v_I, v_{II}, v_{III}\}$  (Mera et al., 2012). Se pretende definir cuál de ellos es el más adecuado para representar mediante el análisis de cuadrantes las estructuras turbulentas identificadas con la técnica de los invariantes de Lumley.

Se han seleccionado dos puntos de medida: uno de ellos tiene una estructura *cigar* (C para  $Q=35 \text{ L/s}$  y  $z=150 \text{ mm}$ ) y el otro responde a un patrón *pancake* (P para  $Q=35 \text{ L/s}$  y  $z=180 \text{ mm}$ ). La Figura 6.32 presenta su localización en las secciones de ensayo y los resultados correspondientes al análisis de invariantes de anisotropía, mientras que en las Figuras 6.33 y 6.34 se presentan los resultados del análisis de cuadrantes según los sistemas de referencia mencionados. En todos los casos se especifican los valores de  $v'_{i95}$  (percentil 95 de las fluctuaciones en la dirección  $i$ ,  $|v'_i| \leq v'_{i95}$  para el 95% de valores de  $v'_i$ ) en cada una de las direcciones coordenadas. De esta forma puede cuantificarse la intensidad de la turbulencia en términos absolutos y complementar la caracterización realizada con la técnica de los invariantes de anisotropía.



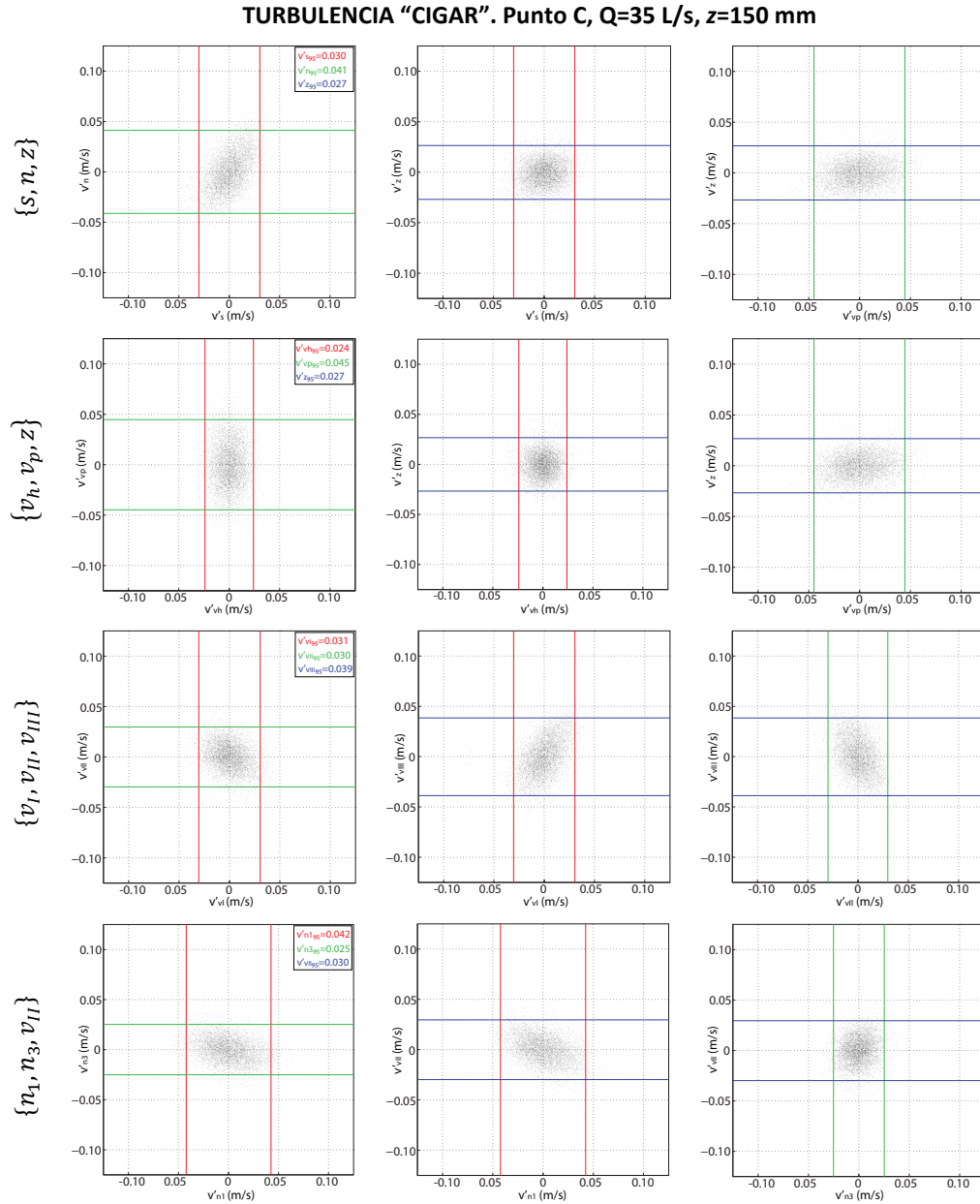


Figura 6.33. Análisis de cuadrantes según los sistemas de referencia curvilíneo, de flujo horizontal medio, tensiones principales y tensiones tangenciales máximas en el punto C (estructura cigar), para  $Q=35$  L/s y  $z=150$  mm.

En primer lugar se presentan (Figura 6.33) los resultados referidos al punto C, que muestra una estructura *cigar* en el triángulo de Lumley. Los cuatro sistemas de coordenadas analizados proporcionan una representación coherente con la definición de la distribución mencionada: la intensidad en una de las direcciones es sensiblemente mayor a la calculada en las otras dos. En los sistemas curvilíneo, de tensiones principales y de tensiones tangenciales máximas se observa que el eje de la estructura está desviado de los coordenados, mientras que para el sistema definido por el flujo horizontal medio está alineado con  $v_p$ . Además, la magnitud de la intensidad dominante según ese eje es la mayor de todas las calculadas. Podría decirse, por lo tanto, que  $v_p$  constituye el eje de la estructura *cigar* identificada según la técnica de Lumley. Cabe destacar que, por definición, la velocidad horizontal se anula en esa dirección, por lo que se confirma que pueden existir niveles elevados de turbulencia en zonas de velocidad media baja o nula.

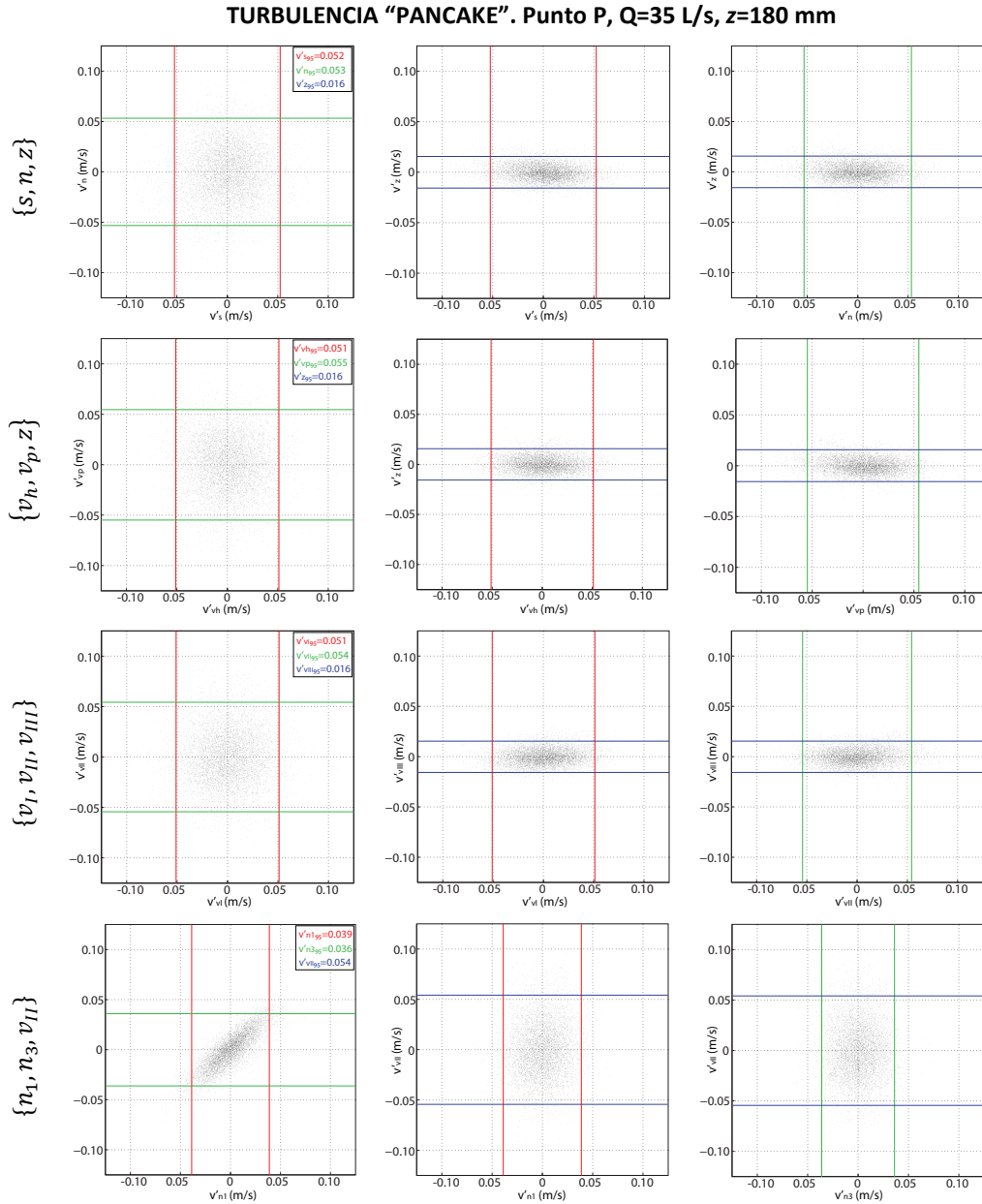


Figura 6.34. Análisis de cuadrantes según los sistemas de referencia curvilíneo, de flujo horizontal medio, tensiones principales y tensiones tangenciales máximas en el punto P (estructura *pancake*), para Q=35 L/s y z=180 mm.

La Figura 6.34 muestra el análisis de los resultados en el punto P, cercano al límite de la turbulencia *pancake* en el análisis de invariantes de Lumley. Los cuatro sistemas de referencia analizados muestran una componente de la fluctuación dominante sobre las otras dos. En cuanto a la orientación de la estructura turbulenta resultante, en este caso se observa una clara desviación entre sus ejes y los definidos por las tensiones tangenciales máximas. Para el resto de los sistemas las direcciones coordenadas coinciden aproximadamente con las del *pancake* representado. De entre ellos, el que proporciona una intensidad dominante mayor es el definido por el flujo horizontal medio ( $\{v_h, v_p, z\}$ ), si bien las diferencias con los resultados del sistema curvilíneo y el de tensiones principales son muy pequeñas.

Para cuantificar la idoneidad de cada uno de los sistemas de referencia planteados en el análisis de la anisotropía de la turbulencia se evaluará el valor de los ratios entre la magnitud de la intensidad de la turbulencia en sus ejes. Denominando  $v'_{a95}$ ,  $v'_{b95}$  y  $v'_{c95}$  a los percentiles correspondientes a las tres direcciones de un sistema de referencia cualquiera, tal que  $v'_{a95} > v'_{b95} > v'_{c95}$ , las distribuciones características de turbulencia identificadas deben cumplir las siguientes condiciones:

- Estructura *cigar*:  $r_{ab} = \frac{v'_{a95}}{v'_{b95}} \gg 1$  y  $r_{ac} = \frac{v'_{a95}}{v'_{c95}} \gg 1$
- Estructura *pancake*:  $r_{ab} = \frac{v'_{a95}}{v'_{b95}} \approx 1$ ,  $r_{ac} = \frac{v'_{a95}}{v'_{c95}} \gg 1$  y  $r_{bc} = \frac{v'_{b95}}{v'_{c95}} \gg 1$

La Tabla 6.4 presenta los valores de  $r_{ab}$ ,  $r_{ac}$  y  $r_{bc}$  calculados para los puntos C y P analizados en este apartado, así como los valores de referencia para los casos de turbulencia *cigar* y *pancake*. En negrita se resaltan los ratios que más se ajustan al patrón teórico. En el caso del punto C, se trata de los calculados a partir de los ejes de flujo horizontal medio. Los referidos al sistema de tensión tangencial máxima alcanzan valores cercanos, mientras que los ratios más alejados de las magnitudes de referencia son los calculados de acuerdo a los ejes de tensiones principales. En cuanto al punto P (estructura *pancake*), destaca en primer lugar la escasa relación entre los ratios calculados según los ejes de tensión tangencial máxima y los valores teóricos para este tipo de distribución de la turbulencia. Los resultados más próximos a esas referencias son los proporcionados por el sistema curvilíneo y el de velocidad horizontal media, si bien los ejes de tensiones principales arrojan valores muy similares e igualmente válidos.

Tabla 6.4. Ratios entre las intensidades turbulentas características en las direcciones coordenadas de los sistemas de referencia curvilíneo, de flujo horizontal medio, de tensiones principales y de tensiones tangenciales máximas para los puntos C y P. Se incluyen también los valores de referencia para estructuras tipo *cigar* y *pancake*.

| Turbulencia "cigar". Punto C, Q=35 L/s, z=150 mm |                  |             |                   |             |                      |      | Turbulencia "pancake". Punto P, Q=35 L/s, z=180 mm |             |                   |             |                      |             |                            |
|--|------------------|-------------|-------------------|-------------|----------------------|------|--|-------------|-------------------|-------------|----------------------|-------------|----------------------------|
| Referencia                                       | $r_{ab}$         | $\gg 1$     | $r_{ac}$          | $\gg 1$     | $r_{bc}$             | -    | $r_{ab}$   | $\approx 1$ | $r_{ac}$          | $\gg 1$     | $r_{bc}$             | $\gg 1$     | Referencia                 |
| $\{s, n, z\}$                                    | $r_{sn}$         | 1.36        | $r_{sz}$          | 1.55        | $r_{nz}$             | 1.13 | $r_{sn}$   | <b>1.02</b> | $r_{sz}$          | 3.40        | $r_{nz}$             | <b>3.34</b> | $\{s, n, z\}$              |
| $\{v_h, v_p, z\}$                                | $r_{v_h v_p}$    | <b>1.68</b> | $r_{v_h z}$       | <b>1.86</b> | $r_{v_p z}$          | 1.11 | $r_{v_h v_p}$                                      | 1.07        | $r_{v_h z}$       | <b>3.50</b> | $r_{v_p z}$          | 3.26        | $\{v_h, v_p, z\}$          |
| $\{v_I, v_{II}, v_{III}\}$                       | $r_{v_I v_{II}}$ | 1.27        | $r_{v_I v_{III}}$ | 1.30        | $r_{v_{II} v_{III}}$ | 1.03 | $r_{v_I v_{II}}$                                   | 1.06        | $r_{v_I v_{III}}$ | 3.49        | $r_{v_{II} v_{III}}$ | 3.28        | $\{v_I, v_{II}, v_{III}\}$ |
| $\{n_1, n_3, v_{II}\}$                           | $r_{n_1 n_3}$    | 1.43        | $r_{n_1 a_2}$     | 1.69        | $r_{n_3 a_2}$        | 1.18 | $r_{n_1 n_3}$                                      | 1.40        | $r_{n_1 a_2}$     | 1.50        | $r_{n_3 a_2}$        | 1.08        | $\{n_1, n_3, v_{II}\}$     |

En un estudio anterior referido a registros previos tomados en el mismo modelo físico se realizó este mismo análisis, teniendo en cuenta solamente las tensiones en el plano horizontal (Mera et al. 2012). Se concluyó que los ejes de tensiones principales proporcionaban un buen marco de referencia para la identificación de estructuras características de distribución de la turbulencia. Sin embargo, en este caso, los ejes  $\{v_I, v_{II}, v_{III}\}$  no proporcionan los mejores resultados en ninguno de los puntos analizados. Esta comparación refrenda la recomendación de abordar el cálculo de los planos de tensiones características con un enfoque tridimensional, planteada en el Apartado 6.2.3 de este Capítulo.

A la vista de los resultados presentados puede decirse que el análisis de cuadrantes es un complemento al método de los invariantes de la anisotropía, puesto que permite caracterizar la magnitud y distribución espacial de la turbulencia en un punto. De entre los sistemas de referencia analizados, el definido por los ejes de flujo horizontal medio parece el más adecuado para identificar la orientación de las estructuras características definidas a través del triángulo de Lumley, como por ejemplo las de tipo *cigar* o *pancake*.

## 6.4. Conclusiones

Este capítulo parte de la evidencia de que el flujo en un meandro compuesto está condicionado por multitud de factores morfológicos e hidrodinámicos que lo convierten en un sistema tridimensional complejo. El uso de un marco de referencia fijo (global o local) resulta en ocasiones insuficiente para la representación e interpretación de fenómenos tan complejos. Se ha analizado la adecuación de varios sistemas de referencia para el análisis del patrón de turbulencia en diversas secciones de un meandro compuesto. A continuación se resumen las principales conclusiones extraídas de este análisis:

- El flujo es esencialmente tridimensional en las secciones analizadas, especialmente en las zonas de contacto entre el cauce y las llanuras de inundación. El patrón de turbulencia está condicionado por la morfología y el caudal de ensayo en los resultados de todos los sistemas de referencia planteados.
- Las tensiones de Reynolds calculadas según el sistema de referencia curvilíneo no permiten identificar patrones verticales claros. La representación de las tensiones tangenciales máximas es más adecuada para relacionarlas con la morfología y procesos hidrodinámicos locales.
- La dirección de la tensión tangencial máxima no es necesariamente la misma que la de la cantidad de movimiento. La divergencia entre ambas orientaciones se debe a la influencia de la meandrización del tramo y a la existencia de llanuras de inundación. Además, es más apreciable en la zona inferior del flujo, donde el agua circula por el cauce principal. La hidrodinámica en esa franja es, por lo tanto, claramente tridimensional.
- La técnica de los invariantes de anisotropía de Lumley constituye una herramienta muy útil para la caracterización de la distribución espacial de la turbulencia en flujos complejos, puesto que permite definir su magnitud y naturaleza independientemente del sistema de referencia empleado. Se han identificado patrones generales, como el paso de flujo bidimensional en las llanuras a tridimensional general en el cauce, a través de los mapas de invariantes de anisotropía.
- La reorientación de los datos de velocidad de acuerdo con direcciones hidrodinámicas características puede ser de interés para detectar tendencias en la distribución espacial de la turbulencia y orientaciones preferentes de cara a caracterizar procesos de resistencia al flujo, erosión/sedimentación y transferencia de masa.
- La conclusión anterior se confirma a través del análisis de cuadrantes, que indica que la elección de unos ejes apropiados condiciona la definición de la orientación de las estructuras identificadas con la técnica de Lumley. Los ejes de flujo horizontal medio parecen adecuados para una correcta caracterización de la magnitud y orientación de estructuras de tipo *cigar* y *pancake*.

## 6.5. Bibliografía

- Blanckaert, K.; de Vriend, H. J. *Secondary flow in sharp open-channel bends*. Journal of Fluid Mechanics 2004, (498), 353-380.
- Chassaing, P. *Turbulence en mécanique des fluides*. Cépaduès-Éditions; 2000.
- García, M. *Hidrodinámica ambiental*. Universidad Nacional del Litoral; 1996.
- Hurth, D. *3-D Acoustic Doppler velocimetry and turbulence in open-channel flow*. École Polytechnique Fédérale de Lausanne 2001, Tesis doctoral
- Knight, D.; Shiono, K. *River Channel and Floodplain Hydraulics* en *Floodplain Processes*. Wiley; 1996.
- Lumley, J.L.; Newman, G.R. *The return to isotropy of homogeneous turbulence*. Journal of Fluid Mechanics 1977 82(1): 161-178.

- Mera, I.; Franca, M.J.; Peña, E.; Anta, J. *Turbulence anisotropy in a compound meandering channel*. River Flow Conference. San José, 2012.
- Mera, I.; Franca, M.J.; Peña, E.; Anta, J. *Análisis acimutal de las direcciones principales de las tensiones tangenciales en un canal compuesto meandriforme*. II Jornadas de Ingeniería del Agua. Barcelona, 2011.
- Muto, Y. *Turbulent flow in two-stage meandering channels*. University of Bradford 1997. Tesis doctoral
- Nakagawa, H.; Nezu, I. *Prediction of the contributions to the Reynolds stress from bursting events in open-channel flows*. Journal of Fluid Mechanics 1977, 80(1), 99-128.
- Nezu, I.; Nakagawa, H. *Turbulence in open-channel flows*. A. A. Balkema; IAHR Monograph Series 1993.
- París, F. *Teoría de la elasticidad*. Grupo de Elasticidad y Resistencia de Materiales, Universidad de Sevilla; 1996.
- Sellin, R. H. J.; Ervine, D. A.; Willetts, B. B. *Behaviour of meandering two-stage channels*. Proceedings - ICE: Water, Maritime & Energy 1993, 101(2), 99-111.
- Shiono, K.; Muto, Y. *Complex flow mechanisms in compound meandering channels with overbank flow*. Journal of Fluid Mechanics 1998, 376, 221-261.
- Smalley, R.; Leonardi, S.; Antonia, R.; Djenidi, L.; Orlandi, P. *Reynolds stress anisotropy of turbulent rough wall layers*. Experiments in Fluids 2002, 33 (1), 31-37.
- Timoshenko, S.; Goodier, J.N. *Teoría de la elasticidad*. Ediciones Urmo; 1975.
- van Balen, W. *Curved open-channel flows. A numerical study*. Delft University of Technology 2011, Tesis doctoral

